P.I. BAKOULINE

# ASTRONOMIE GÉNÉRALE

P.I. BAKOULINE
E.V. KONONOVITCH
V.I. MOROZ

# ASTRONOMIE GÉNÉRALE

# TABLE DES MATIÈRES

# PRÉFACE À LA TROISIÈME ÉDITION

Avant de commencer la révision de la troisième édition les auteurs d'« Astronomie générale » se proposaient de limiter les corrections au strict minimum. Nous avons cru que l'apport des deux années passées depuis la publication de la deuxième édition a peu influencé la science elle-même. Mais en s'attaquant à la tâche nous découvrîmes qu'il était impossible de passer sous silence les progrès enregistrés pendant cette période. Il s'agit avant tout des données réelles qui sont venues enrichir l'astronomie. Le nombre de quasars, de pulsars, d'amas et d'autres types de systèmes stellaires étudiés ne cesse de croître. Nos connaissances se sont surtout enrichies dans le domaine du Système solaire. Parmi les nouveaux résultats il y a en premier lieu les données fournies par les appareils cosmiques soviétiques « Vénéra-7 », « Vénéra-8 », « Luna-17 », « Lunokhod-1 », « Mars-2 » et « Mars-3 » et leurs homologues américains « Mariner-6 », « Mariner-7 » et « Mariner-9 ».

Bien entendu, il est impossible dans le manuel de rendre compte de toutes les réalisations nouvelles bien qu'elles soient obtenues en un délai si court. Les faits nouveaux ont été nombreux, de même que les idées nouvelles. Il fallait en tenir compte, au moins des plus importants. Nous avons pourtant tenu à ne pas inclure dans ce cours certains problèmes d'actualité à la mode tout passionnants qu'ils soient mais trop objet de discussion. C'est pourquoi les problèmes des « trous noirs », des « tremblements stellaires », la description des premières tentatives de la mesure des températures à l'intérieur du Soleil par la méthode d'enregistrement des neutrinos n'ont pas trouvé de place dans le présent manuel, bien qu'il soit parfois très difficile de ne pas en parler.

Le travail de révision a permis de repêcher certaines coquilles et petites erreurs non relevées dans la deuxième édition.

Quant aux considérations méthodologiques, elles ont peu changé depuis la deuxième édition. Malheureusement il n'existe pas encore de méthodologie de l'enseignement de l'astronomie bien que son rôle soit exceptionnel dans l'enseignement secondaire et supérieur. L'expérience accumulée par les mathématiciens et les linguistes dans l'élaboration des méthodes d'enseignement de leurs disciplines est très précieuse. Les physiciens se sont également penchés ces temps derniers sur ce problème (au moins pour l'école secondaire). On a déjà commencé à élaborer la méthodologie de l'enseignement de l'astronomie à l'école secondaire. Pour ce qui est de l'école supérieure, ce travail est encore à faire. Les auteurs ont cherché à rendre leur cours suffisamment profond. Ce n'est pas un manuel facile et passionnant, susceptible de tenir lieu des conférences, ni un manuel destiné aux autodidactes. Les débutants doivent donc retenir que

son usage ne sera efficace que s'ils suivent studieusement le cours professé.

Pour les enseignants, notre manuel remplacera dans une certaine mesure quelques ouvrages et matériaux didactiques inexistants.

Voici quelques remarques méthodologiques. L'ouvrage que nous présentons au lecteur peut être manié de différentes façons suivant l'objectif du programme et le temps qui lui est affecté. Ainsi, l'« Introduction » pourrait être exposée en trois ou quatre conférences centrées surtout sur les derniers chapitres. L'accent doit être mis alors sur les problèmes actuels et les tâches de l'astronomie.

Le cours d'astronomie générale à l'usage des élèves qui ne se spécialisent pas dans ce domaine (étudiants en Philosophie, par exemple) peut être exposé, avec une grande difficulté, il est vrai, au cours de 12 ou 15 conférences, si l'on commence par une introduction ayant pour sujet, par exemple, l'« Echelle spacio-temporelle de l'Univers » en généralisant la première moitié du livre et en visant le problème le plus important, celui de la cosmologie.

Pour rendre le cours plus dynamique et plus condensé, il faudrait exposer d'abord la marche de l'évolution et commencer par le milieu diffus où naissent les étoiles, très commode pour illustrer les méthodes les plus importantes et les liens entre l'astronomie et la physique (c'est-à-dire toujours les derniers chapitres du manuel), mais avec plus de détails et en faisant appel à certains chapitres précédents (relatif au Soleil, par exemple, en tant qu'étoile typique).

Pour les élèves des Instituts pédagogiques, qui vont se consacrer à l'enseignement, on peut conserver *grosso modo* le plan général du manuel en abrégeant nettement la première (pour les élèves en Physique) ou la deuxième (pour les élèves en Mathématiques et en Géographie) partie du cours. Ce n'est que pour les étudiants en Astronomie qu'il faut recommander de s'en tenir au plan général, en n'admettant que des coupures peu importantes.

L'introduction et les chapitres I, II, III, IV, V et VI sont dus à P. Bakouline, les chapitres VII, IX, XI, XII et XIII à E. Kononovitch et les chapitres VIII, X et XIV à V. Moroz.

Les auteurs tiennent à exprimer une fois de plus leur reconnaissance à tous ceux de leurs collègues qui ont apporté leur aide dans la rédaction et la révision de la deuxième et de la troisième édition.

*Les Auteurs*

Décembre 1972

# INTRODUCTION

## § 1. Objet et tâches de l'astronomie

L'Astronomie, science de l'Univers, a pour objet l'étude du mouvement, de la structure et du développement des corps célestes et de leurs systèmes.

Cette étude porte sur le Soleil et les étoiles, les planètes et leurs satellites, les comètes et les météorites, les nébuleuses, les systèmes stellaires et la matière qui remplit l'espace entre les corps célestes quel que soit l'état de cette matière.

La connaissance de la structure et du développement des astres, de leurs positions et mouvements dans l'espace suggère l'idée de la structure et de l'évolution de l'Univers dans son ensemble.

L'investigation astronomique doit faire face à trois tâches principales :

1. Etude des positions et des mouvements apparents, puis réels, des corps célestes dans l'espace, détermination de leurs dimensions et de leur forme.
2. Etude de la structure physique de ces corps, qui consiste à établir la composition chimique et les conditions physiques (densités, températures, etc.) à la surface et à l'intérieur.
3. Résolution des problèmes relatifs à l'origine, l'évolution et le sort ultérieur éventuel des corps isolés et de leurs systèmes.

Les réponses aux questions suggérées par la première tâche sont recherchées depuis la plus haute Antiquité et s'obtiennent par observation prolongée et application des lois de la mécanique connues depuis trois cents ans. C'est donc le domaine où l'information est la plus abondante, surtout pour des astres relativement proches de la Terre.

Nos connaissances de la structure physique des astres sont bien plus pauvres. Nous ne pouvons résoudre les problèmes posés par la deuxième tâche que depuis une centaine d'années, et certains de ses aspects ne sont devenus clairs que ces toutes dernières années.

La troisième tâche est bien plus complexe que les deux précédentes. Les observations accumulées jusqu'ici sont loin de suffire pour y faire face et nos connaissances dans ce domaine se ramènent à des considérations générales et à quelques hypothèses plus ou moins vraisemblables.

## § 2. Branches de l'astronomie

L'astronomie moderne compte plusieurs branches étroitement liées entre elles, division plutôt conventionnelle dans un certain sens. Voici les branches principales :

1. L'*astrométrie* est la science qui se consacre à la mesure de l'espace et du temps. Elle comprend : a) l'astronomie *sphérique* qui traite des méthodes mathématiques déterminant les positions et les mouvements apparents des astres à l'aide des systèmes de référence différents, ainsi que de la théorie des variations naturelles des coordonnées des astres en fonction du temps ; b) l'*astrométrie fondamentale* qui a pour tâche l'observation des astres dans le but d'établir leurs coordonnées, l'établissement des catalogues des positions d'étoiles et le calcul des constantes astronomiques les plus importantes, c'est-à-dire des grandeurs qui rendent compte des variations naturelles des coordonnées des astres ; c) l'*astronomie pratique* qui établit les méthodes de calcul des coordonnées géographiques, des azimuts d'orientation, du temps exact et qui donne la description des instruments employés à cet effet.

2. L'*astronomie théorique* fournit les méthodes de calcul des orbites des corps célestes d'après leurs positions apparentes et des éphémérides ou positions apparentes des astres d'après les éléments connus de leurs orbites (problème inverse).

3. La *mécanique céleste* étudie les lois qui régissent les mouvements des astres sous l'action de l'attraction universelle, détermine leur masse et leur forme, ainsi que la stabilité des systèmes qu'ils constituent.

Ces trois branches de l'astronomie sont appelées à répondre aux questions que suggère surtout la première tâche et on les réunit souvent sous le nom d'astronomie classique.

4. L'objet de l'*astrophysique* est la structure, les propriétés physiques et la composition chimique des astres. Elle se compose de : a) l'*astrophysique pratique* dont la tâche est d'établir et d'appliquer les méthodes de recherches astrophysiques ainsi que de concevoir des instruments et des appareils correspondants ; b) l'*astrophysique théorique* qui, sur la base des lois de la physique, explique les phénomènes observés.

Plusieurs branches de l'astrophysique sont définies par les méthodes particulières appliquées. Ainsi, l'application des méthodes de recherche radiophysiques porte le nom de *radioastronomie* qui étudie le rayonnement radioélectrique des astres et du milieu interstellaire.

5. L'*astronomie stellaire* a pour but de mettre en évidence les lois de la distribution et du mouvement des étoiles, des systèmes stellaires et de la matière interstellaire compte tenu de leurs propriétés physiques.

Les deux dernières branches ont pour but de résoudre essentiellement les problèmes de la deuxième tâche de l'astronomie.

6. La *cosmogonie* s'intéresse aux problèmes de la genèse et de l'évolution des astres, y compris de la Terre.

7. La *cosmologie* étudie les lois générales de la structure et du développement de l'Univers.

Ces deux dernières branches mettent à profit toutes les connaissances sur les objets célestes pour répondre aux questions suggérées par la troisième tâche.

Ce cours d'*astronomie générale* renseigne sous une forme sommaire sur les méthodes principales et les réalisations les plus importantes enregistrées dans les différentes branches de l'astronomie.

## § 3. Etapes principales de l'histoire de l'astronomie

Parmi les sciences, l'astronomie est une des plus anciennes. Les premiers textes sur les observations astronomiques dont l'authenticité n'appelle aucun doute datent du VIII$^{e}$ siècle avant notre ère. On sait d'autre part qu'il y a trois mille ans avant notre ère les prêtres de l'Egypte ont remarqué que les grandes crues du Nil dont dépendait la vie économique du pays survenaient peu après que Sirius, l'étoile la plus brillante du ciel, apparaissait à l'Est avant le lever du Soleil, éclipsée jusqu'à ce moment pendant deux mois par les rayons de l'astre du jour. De ces observations ils ont tiré une détermination suffisamment précise de la durée de l'année tropique.

2 000 ans avant notre ère les mouvements apparents du Soleil et de la Lune étaient si bien connus par les astronomes de la Chine Ancienne qu'ils pouvaient prédire l'avènement des éclipses solaires et lunaires.

Comme toutes les autres sciences, l'astronomie doit son apparition aux besoins pratiques de l'homme. Dans la société primitive les tribus nomades qui se déplaçaient continuellement avaient besoin de s'orienter, et ils ont appris à le faire en observant le Soleil, la Lune et les étoiles. Pour ses travaux de champ, l'agriculteur primitif devait tenir compte des saisons ; il a remarqué que leur succession est liée à la hauteur du Soleil à midi, à l'apparition dans le ciel nocturne des étoiles bien définies. Le développement de la société humaine a rendu nécessaire la mesure du temps et la chronologie (composition des calendriers).

Tous ces renseignements pouvaient être et étaient fournis par les observations des astres, réalisées d'abord sans aucun instrument, qui n'étaient pas précises mais suffisantes pour satisfaire aux tâches pratiques de l'époque. Ce sont ces observations qui ont été à l'origine de l'astronomie.

A mesure que la société humaine se développait, elle posait à l'astronomie des problèmes toujours nouveaux dont la résolution

nécessitait des méthodes d'observation plus perfectionnées et des procédés de calcul plus précis. Le temps aidant, on vit apparaître les instruments astronomiques les plus simples et les méthodes mathématiques de traitement des observations.

Dans la Grèce Antique l'astronomie était l'une des sciences les plus développées. Pour expliquer les mouvements apparents des planètes les astronomes grecs ont élaboré la théorie géométrique des épicycles qui a été mise à la base du système du monde géocentrique de Ptolémée (IIe siècle de notre ère). Etant en principe incorrect, ce système rendait pourtant possible le calcul approché des positions des planètes et contribuait dans une certaine mesure à satisfaire aux besoins pratiques pendant plusieurs siècles.

Le système du monde de Ptolémée est venu achever l'époque hellénique dans l'histoire de l'astronomie.

Le développement du féodalisme et la propagation du christianisme ont conduit à un déclin des sciences naturelles, et les progrès de l'astronomie en Europe ont été ralentis pour de nombreux siècles. A l'époque obscure du Moyen Age, les astronomes ne faisaient qu'observer les mouvements apparents des planètes et s'efforcer d'accorder leurs observations avec le système géocentrique de Ptolémée.

Ce n'est que chez les Arabes et les peuples de l'Asie Centrale et du Caucase que l'astronomie continuait à progresser grâce aux travaux des savants éminents tels que Al-Battani (850-929), Biruni (973-1048), Ouloug-Bek (1394-1449), etc.

Après le féodalisme, l'avènement du capitalisme et son essor en Europe ont donné une nouvelle impulsion au développement de l'astronomie. Il a été rapide surtout à l'époque de grandes découvertes géographiques (XVe-XVIe s.). Les intérêts de la bourgeoisie naissante étaient étroitement liés à l'exploitation des terres nouvelles, d'où de nombreuses expéditions montées pour leur recherche. Mais pour traverser l'océan il fallait avoir à sa disposition des méthodes d'orientation et de mesure du temps plus simples et plus exactes que celles assurées par le système de Ptolémée. L'épanouissement du commerce et de la navigation maritime rendait urgent le perfectionnement des connaissances astronomiques et, notamment, de la théorie du mouvement des planètes.

Les forces productives en évolution et l'activité pratique d'une part, les renseignements accumulés par l'observation de l'autre, ont préparé le terrain pour la révolution réalisée en astronomie par le Polonais Nicolas Copernic (1473-1543), et son système héliocentrique du monde, rendu public l'année de sa mort.

La théorie de Copernic a marqué le début d'une nouvelle étape dans l'astronomie. En 1609-1618 Kepler a établi les lois du mouvement des planètes et en 1687 Newton a publié la loi de l'attraction universelle.

Ces réalisations ont rendu possible l'étude non seulement des mouvements apparents des astres mais encore de leurs mouvements réels. Les nombreuses et brillantes acquisitions de l'astronomie se sont couronnées dans les années 1850 par la découverte de Neptune, et de nos jours par la création des satellites artificiels.

L'étape suivante très importante dans le développement de l'astronomie est relativement récente, elle date des années 1850 qui ont été marquées par l'apparition de l'analyse spectrale et de la photographie. Les nouvelles méthodes ont permis aux astronomes de passer à l'étude de la nature physique des astres et de repousser sensiblement les frontières de l'espace exploré. Une nouvelle branche est née, l'astrophysique, dont l'extension a été particulièrement grande au XX$^{e}$ siècle et qui aujourd'hui continue à progresser impétueusement. La radioastronomie est apparue dans les années 1940; à partir de 1957 on a commencé à appliquer de nouvelles méthodes qualitatives d'investigation à l'aide des objets célestes artificiels. Il est impossible de surestimer l'intérêt de ces méthodes pour l'astronomie et pour d'autres sciences. Le lancement des satellites artificiels de la Terre (1957, U.R.S.S.), des stations cosmiques (1959, U.R.S.S.), les premiers vols de l'homme dans l'espace (1961, U.R.S.S.), le premier alunissage des hommes (1969, États-Unis), autant d'événements qui font époque dans l'histoire de l'humanité. Ils marquent le début d'une ère nouvelle, grandiose dans son développement.

On trouvera dans les chapitres correspondants l'exposé des plus grandes réalisations de l'astronomie moderne.

## § 4. Intérêt pratique et théorique de l'astronomie

L'astronomie et ses méthodes jouent un grand rôle dans la vie de la société moderne. Les problèmes relatifs à la mesure du temps et à la connaissance du temps exact sont assumés actuellement par les laboratoires spéciaux dits *Services de l'heure*, institués généralement auprès des organisations astronomiques.

Les méthodes d'orientation astronomiques s'emploient largement dans la navigation maritime et aérienne, et depuis quelques ans, dans l'astronautique.

Le calcul et la composition des calendriers d'un usage très courant dans l'économie nationale sont possibles également grâce aux connaissances astronomiques.

L'établissement des cartes géographiques et topographiques, la prévision des marées montantes et descendantes, la détermination de la gravité en divers points du globe terrestre dans le but de la prospection des minerais, toutes ces activités ont à la base les méthodes astronomiques.

L'étude des processus dont les divers corps célestes sont le siège permet aux astronomes d'étudier la matière dans des états qui pour le moment sont irréalisables dans les laboratoires terrestres. C'est pourquoi l'astronomie, et en particulier l'astrophysique, intimement liée à la physique, à la chimie et aux mathématiques, contribue au développement de ces sciences qui constituent le fondement de toutes les techniques modernes. Il suffit de dire que ce sont les astrophysiciens qui ont été les premiers à témoigner de l'intérêt au problème de l'énergie atomique lors de l'étude de la structure interne du Soleil et des étoiles; quant à la plus grande réalisation de la technique moderne (création des satellites artificiels, stations et vaisseaux cosmiques), elle serait inconcevable sans les connaissances astronomiques.

En étudiant les phénomènes célestes, la structure et l'évolution des corps célestes, l'astronomie démontre la nature matérielle de l'Univers, son évolution naturelle et légitime dans le temps et dans l'espace, sans intervention de forces occultes quelles qu'elles soient.

L'histoire de l'astronomie montre qu'elle a été et reste l'arène d'une lutte acharnée entre les conceptions du monde matérialiste et idéaliste. La lutte entre les philosophies matérialiste et idéaliste porte actuellement sur des problèmes plus compliqués, elle concerne notamment les principes régissant la structure de la matière et de l'Univers, la naissance, le développement et le sort ultérieur de l'Univers dans son ensemble, de même que de ses parties isolées.

## § 5. Base et source des recherches astronomiques

L'astronomie est une science *d'observation*. Les observations nous fournissent des faits principaux permettant d'expliquer tel ou tel phénomène. Pour comprendre les nombreux phénomènes astronomiques, il faut procéder à des mesures exactes et des calculs qui mettront en évidence les faits réels à l'origine de ces phénomènes. Ainsi il nous semble que tous les astres se trouvent à la même distance de nous, que la Terre est fixe, qu'elle se trouve au centre de l'Univers, que tous les astres tournent autour de la Terre, que les dimensions du Soleil et de la Lune sont les mêmes, etc. Pour comprendre que ce sont des illusions, le seul moyen possible est de réaliser des mesures rigoureuses et de les soumettre à une analyse profonde. La source principale qui nous fournit les renseignements sur les astres est le rayonnement électromagnétique que ces corps émettent ou reflètent. La détermination des directions suivant lesquelles ce rayonnement atteint la Terre rend possible l'étude des positions apparentes et du mouvement des astres. L'analyse spectrale de ce même rayonnement permet de juger de l'état physique de ces corps.

Jusqu'à ces derniers temps, la recherche astronomique avait encore cette particularité qu'il était impossible de monter des expériences

(l'étude des météorites et l'exploration par radar mises à part), et toutes les observations se faisaient à partir de la surface terrestre.

Les astronomes ne pouvaient pas modifier à volonté les conditions de tel ou tel astre ni de reproduire tel ou tel phénomène. Avec le lancement en U.R.S.S. en 1957 du premier satellite artificiel, les méthodes de la recherche astronomique ont changé radicalement. Dès à présent les satellites artificiels, les stations et vaisseaux cosmiques rendent possible la réalisation des expériences telles que la création des comètes et des météorites artificielles, la modification de l'état des ceintures de radiations de la Terre, l'étude en laboratoire des propriétés physiques et chimiques du sol lunaire, la création sur la Lune des formations artificielles, etc. Il semble que le jour n'est pas loin où les observations astronomiques seront poursuivies à partir de la surface lunaire.

A mesure que de nouvelles méthodes se développent, l'astronomie d'une science contemplative se transforme en une science empirique.

## § 6. Aperçu sommaire de la structure de l'Univers

D'après les idées modernes fondées sur de nombreux siècles d'observation et d'investigation la structure de l'Univers se présente *grosso modo* sous la forme suivante.

L'espace exploré est parsemé d'une multitude d'étoiles qui sont des corps célestes analogues au Soleil.

Leur distribution dans l'espace est irrégulière, elles forment des systèmes appelés *galaxies*. Dans leur grande majorité, les galaxies ont une forme ellipsoïdale et aplatie, lenticulaire. Leurs dimensions sont telles que la lumière se propageant à 300 000 km/s les parcourt d'un bord à l'autre en dizaines et centaines de milliers d'années.

Les distances entre les galaxies sont des dizaines de fois plus grandes que les dimensions des galaxies elles-mêmes.

Le nombre d'étoiles dans chaque galaxie est énorme, il varie de plusieurs centaines de millions à plusieurs centaines de milliards. Vues de la Terre, les galaxies ont l'aspect de petites taches nébuleuses, d'où le nom qu'on leur attribuait auparavant de *nébuleuses extragalactiques*. Ce n'est que dans les galaxies les plus proches et seulement sur les photographies obtenues à l'aide des télescopes les plus puissants qu'on peut distinguer des astres isolés.

La distribution des étoiles à l'intérieur des galaxies est également irrégulière, elles y forment des sous-systèmes et des amas différents.

L'espace interstellaire et intergalactique est rempli de matière sous la forme de gaz, de poussière, de particules élémentaires, de champs magnétique et gravitationnel. La densité de la matière dans le milieu interstellaire et intergalactique est très faible.

Le Soleil et tous les corps célestes qui se présentent à nos yeux dans le ciel comme des objets isolés ou faisant partie des groupes

stellaires forment un système que nous appelons *notre Galaxie*; la plus grande partie de ses étoiles forment une bande brillante qui ceinture le ciel et qui s'appelle *Voie Lactée.*

Le Soleil est une de nombreux milliards d'étoiles de la Galaxie. Mais ce n'est pas une étoile solitaire, elle est entourée de planètes, corps sombres pareils à notre Terre. Les planètes (pas toutes) possèdent à leur tour des satellites. Celui de la Terre est la Lune. Les comètes et les corps météoritiques appartiennent également au système solaire.

Les données disponibles autorisent à dire que de nombreuses étoiles de la Galaxie, de même que celles d'autres galaxies, possèdent des systèmes planétaires analogues à celui du Système solaire.

Tout se meut dans l'Univers. Les planètes et leurs satellites sont animés d'un mouvement, de même que les comètes et les météorites; le Soleil, les étoiles au sein des galaxies, les galaxies elles-mêmes se déplacent en une course perpétuelle les uns par rapport aux autres. De même qu'il n'existe pas d'espace sans matière, il n'existe pas de matière sans mouvement.

Ces traits essentiels de la structure de l'Univers ont été mis en évidence par un effort persévérant poursuivi pendant des millénaires. Evidemment, le volume de nos connaissances diffère suivant les différentes parties de l'Univers. Ainsi, avant le XIX^e^ siècle l'étude portait essentiellement sur le Système solaire et ce n'est qu'à partir du milieu du XIX^e^ siècle que débute l'exploration de la structure de la Voie Lactée, et qu'à partir du XX^e^ siècle, celle des systèmes stellaires.

Il y a encore bien de points dans la structure et l'évolution de l'Univers que la recherche ultérieure devra élucider. Elle devra préciser et mettre au point l'image qui vient d'être brossée et à cet effet il faudra encore résoudre beaucoup de problèmes de principe. Malgré l'éloignement considérable des objets célestes, les méthodes et les moyens d'investigation modernes permettent d'affirmer que plusieurs de ces problèmes seront résolus dans le plus proche avenir.

# CHAPITRE I

# GÉNÉRALITÉS SUR L'ASTRONOMIE SPHÉRIQUE

## § 7. Positions apparentes des astres. Constellations

Quelle que soit la latitude sous laquelle nous nous trouvions il nous semble toujours que tous les astres se situent à la même distance de nous, à la surface intérieure d'une sphère pour laquelle l'usage a consacré le nom de *voûte céleste* ou tout simplement de *ciel*.

Pendant le jour le ciel, s'il n'est pas couvert de nuages, est bleu et nous y voyons le Soleil, le plus brillant des astres. Il arrive parfois qu'en plus du Soleil, on voit également la Lune et rarement d'autres corps célestes, la planète Vénus, par exemple.

Par une nuit sans nuages on voit dans le ciel noir des étoiles, la Lune, des planètes, des nébuleuses, parfois des comètes et d'autres astres. Lorsqu'on observe le ciel stellaire, la première impression est celle d'un nombre infini d'étoiles et de leur distribution désordonnée. En réalité les étoiles visibles à l'œil nu ne sont pas si nombreuses, il n'y en a que 6000 dans toute la sphère céleste, et donc dans son hémisphère accessible à l'observation en un lieu quelconque, pas plus de 3000.

La position réciproque des étoiles dans le ciel change très lentement. Sans des mesures précises, il est impossible de rendre évidentes les modifications qui se produisent dans la disposition des étoiles pendant des centaines et, pour la grande majorité des cas, pendant des milliers d'années. Cette dernière circonstance permet de s'orienter sans difficulté parmi les milliers d'étoiles bien que l'allure de leur disposition semble chaotique.

Pour rendre possible l'orientation dans le ciel, les étoiles brillantes ont été depuis longtemps réunies en groupes appelés *constellations*. On donnait aux constellations les noms des animaux (*Grande Ourse*, *Lion*, *Dragon*, etc.), des héros de la mythologie grecque (*Cassiopée*, *Andromède*, *Persée*, etc.) ou tout simplement les noms des objets auxquels ressemblaient les figures formées par les étoiles (*Couronne Boréale*, *Triangle*, *Flèche*, *Bascule*, etc.).

Depuis le XVII[e] siècle les étoiles isolées de chaque constellation sont désignées par des lettres grecques. Un peu plus tard on a introduit la numérotation employée actuellement surtout pour les étoiles faibles. En outre, les étoiles brillantes (130 environ) portent des noms propres. Par exemple : $\alpha$ Grand Chien s'appelle *Sirius* ; $\alpha$ Cocher,

*Capella*; α Lyre, *Véga*; α Orion, *Bételgeuse*; β Orion, *Riegel*; β Persée, *Algol*, etc. Aujourd'hui encore on recourt à ces appellations et désignations. Toutefois, en 1922 les frontières établies par les astronomes de l'antiquité sous la forme de lignes sinueuses ont été changées, quelques grandes constellations ont été divisées et on a convenu d'entendre par constellation non pas un goupe d'étoiles brillantes, mais un secteur du ciel stellaire. Actuellement le ciel tout entier est divisé en 88 secteurs isolés qui portent toujours les noms des constellations.

Les étoiles brillantes des constellations sont de très bons repères qui nous guident dans l'identification des étoiles plus faibles ou d'autres objets célestes. C'est pourquoi il faut apprendre à trouver vite telle ou telle constellation. A cet effet il faut d'abord bien étudier la carte du ciel stellaire et retenir les contours caractéristiques des constellations marqués par les étoiles les plus brillantes.

## § 8. Mouvements apparents des étoiles, du Soleil, de la Lune et des planètes

Si par une nuit claire on observe le ciel pendant quelques heures, on remarque sans peine que la voûte céleste, avec tous ses astres, tourne autour d'un axe imaginaire qui passe par le lieu d'observation. Cette rotation de la voûte céleste et des astres s'appelle *mouvement diurne*. Chaque tour étant bouclé en 24 heures, la rotation sidérale diurne fait que les étoiles et les autres corps célestes changent à chaque instant leur position par rapport à l'horizon.

Si l'on observe le mouvement diurne dans l'hémisphère Nord de la Terre (mais non pas au voisinage du pôle) et si l'on se tient la face tournée vers le Sud, on voit que les étoiles se déplacent de gauche à droite, c'est-à-dire dans le sens des aiguilles d'une montre. Elles se lèvent à l'Est (si l'observateur ne se trouve pas au pôle), montent à une hauteur maximale du côté Sud et se couchent à l'Ouest. Chaque étoile se lève toujours au même point de l'Est et se couche au même point de l'Ouest. La hauteur maximale d'une étoile au-dessus de l'horizon pour chaque lieu d'observation est également toujours constante.

Si l'on se tourne vers le Nord, on voit que certaines étoiles se lèvent et se couchent, alors que d'autres décrivent des cercles fermés au-dessus de l'horizon en tournant autour d'un point fixe commun. Ce point s'appelle *pôle céleste Nord*.

La position approchée du pôle céleste Nord se trouve d'après la position de l'étoile la plus brillante de la constellation de la Petite Ourse. Sur les cartes stellaires cette étoile est désignée par α, sa proximité du pôle Nord lui fit donner le nom d'*Etoile Polaire* (fig. 1). Actuellement la distance entre l'Etoile Polaire et le pôle céleste Nord est inférieure à 1°.

Le Soleil et la Lune, de même que les étoiles, se lèvent à l'Est, montent le plus haut au-dessus du côté Sud de l'horizon et se couchent à l'Ouest. Mais les observations montrent qu'à la différence des étoiles, leurs points du lever et du coucher changent au fil de l'année.

Ainsi, au début de l'hiver, le Soleil se lève au Sud-Est pour se coucher au Sud-Ouest. Mais chaque jour les points de son lever et de

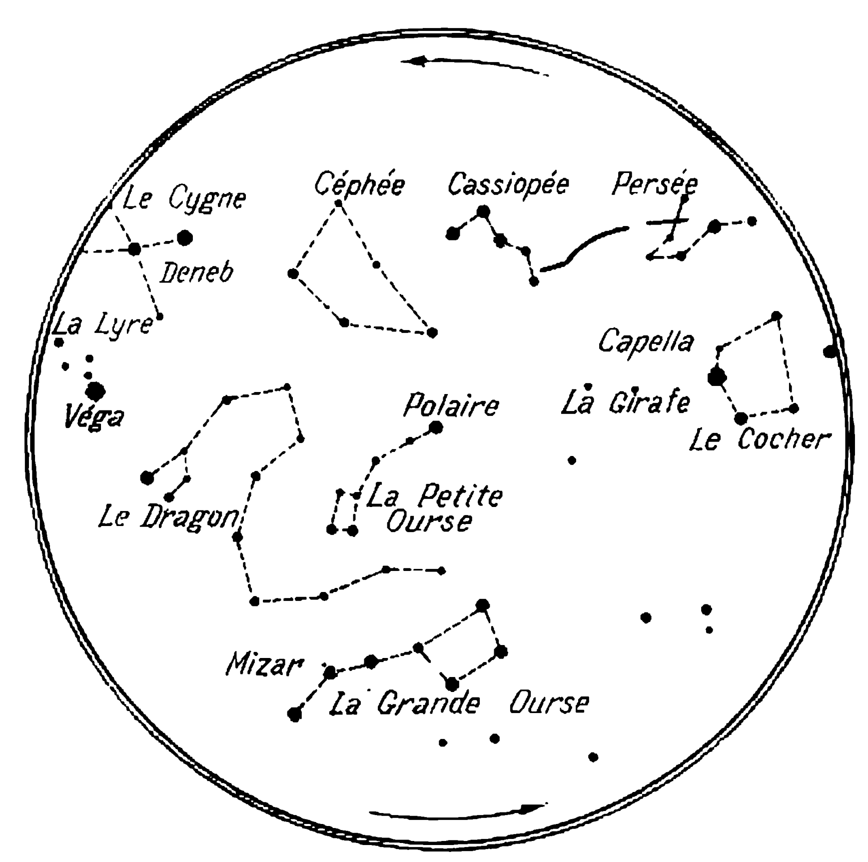



Fig. 1. Constellations circumpolaires.

son coucher se déplacent vers le Nord. Chaque jour le Soleil monte à midi plus haut, le jour devient plus long, les nuits plus courtes.

Au début de l'été, après avoir atteint une certaine limite au Nord-Est et au Nord-Ouest, les points du lever et du coucher du Soleil commencent à se déplacer dans le sens inverse. La hauteur du Soleil à midi et la durée des jours commencent à décroître, alors que les nuits deviennent plus longues. Après avoir atteint la limite au début de l'hiver, les points du lever et du coucher rebroussent le chemin pour revenir vers le Nord et les phénomènes décrits recommencent.

Les observations les plus élémentaires et courtes montrent que la Lune ne reste pas toujours dans la même région mais se déplace d'une constellation à l'autre en parcourant environ 13° par 24 heures.

Pour traverser les douze constellations et accomplir une révolution complète, la Lune met 27,32 jours.

Des observations plus rigoureuses et surtout plus longues montrent que le Soleil, de même que la Lune, se déplace de l'Ouest à l'Est, parcourant les mêmes douze constellations. Seulement sa vitesse est bien plus faible, 1° environ par jour, tout le trajet étant couvert en une année.

Les constellations par lesquelles passent le Soleil et la Lune s'appellent *zodiacales* (du grec ζωδια, animaux). Ces constellations sont : les *Poissons*, le *Bélier*, le *Taureau*, les *Gémeaux*, le *Cancer*, le *Lion*, la *Vierge*, la *Balance*, le *Scorpion*, le *Sagittaire*, le *Capricorne*, le *Verseau*. Les trois premières sont celles que le Soleil parcourt au printemps, les trois autres, en été, les trois suivantes, en automne, et enfin les trois dernières, en hiver. Les constellations par lesquelles le Soleil passe à l'heure présente sont inaccessibles à l'observation et ne deviennent visibles que six mois plus tard.

Dès la plus haute Antiquité on a remarqué que parmi les étoiles des constellations zodiacales cinq astres ressemblaient beaucoup aux étoiles mais qui en différaient par le fait que leurs positions changeaient au sein des constellations, qu'ils « erraient » à la manière du Soleil et de la Lune. Ces corps ont reçu le nom de *planètes* ou « astres errants » (du grec πλανητησ). Les Romains ont donné aux planètes les noms de leurs dieux : *Mercure*, *Vénus*, *Mars*, *Jupiter* et *Saturne*. Aux XVIIIe-XXe siècles on a découvert encore trois planètes : *Uranus* (1781), *Neptune* (1846) et *Pluton* (1930).

Dans la plupart des cas les planètes se déplacent dans les constellations zodiacales de l'Ouest à l'Est, et périodiquement dans le sens inverse. Le premier mouvement, analogue à celui du Soleil et de la Lune, est dit *direct*, et le deuxième, *rétrograde*.

Les mouvements apparents des planètes seront étudiés plus en détail au § 34.

## § 9. Coordonnées géographiques

La grande majorité des observations astronomiques s'effectuaient jusqu'à ces derniers temps à partir de la Terre et dépendaient de la position de l'observateur à sa surface. Pour cette raison nous allons rappeler certains termes et notions géographiques avec lesquels nous allons opérer dans ce qui suit.

La forme de la Terre est presque sphérique. La droite imaginaire $P_N P_S$ autour de laquelle la Terre tourne s'appelle *axe terrestre* (fig. 2). Cet axe passe par le centre de gravité de la Terre.

L'axe terrestre coupe la surface de la Terre en deux points qui forment le *pôle géographique Nord* $P_N$ et le *pôle géographique Sud* $P_S$. Le pôle Nord est celui pour lequel la Terre tourne dans le sens opposé à celui des aiguilles d'une montre. Le grand cercle ($q'G'O'q$) perpendiculaire à l'axe de rotation est l'*équateur terrestre*. Il divise la sur-

face de la Terre en deux hémisphères, celle du Nord avec le pôle Nord $P_N$ et celle du Sud avec le pôle Sud $P_S$.

Les petits cercles dont les plans sont parallèles à celui de l'équateur terrestre s'appellent *parallèles géographiques*. Le parallèle (*bb*), situé à 23°27′ au Nord de l'équateur, est le *tropique du Cancer*; le parallèle (*cc*), situé à 23°27′ au Sud de l'équateur, est le *tropique du Capricorne*. Les parallèles géographiques qui se trouvent à 23°27′ des pôles se nomment *cercles polaires Nord* (*aa*) et *Sud* (*dd*).

La région de la surface terrestre comprise entre les tropiques, l'équateur y compris, constitue la *zone torride*. La région entre le tropique du Cancer et le cercle polaire Nord est la *zone tempérée Nord*, et entre le tropique du Capricorne et le cercle polaire Sud, la *zone tempérée Sud*. Les régions qui s'étendent au-delà des cercles polaires s'appellent *calottes glaciales Nord* et *Sud*.

Fig. 2. Coordonnées géographiques.

Le demi-grand cercle $P_NOO'P_S$ qui passe par les pôles géographiques de la Terre et le point $O$ à la surface est le *méridien géographique* du point $O$. Le méridien $P_NGG'P_S$ qui passe par l'observatoire de Greenwich est considéré comme *premier méridien* ou *méridien origine*. Le premier méridien et le méridien passant par 180° divisent la surface terrestre en *hémisphères Est* et *Ouest*.

La ligne droite $TO$ suivant laquelle est dirigée la force de la pesanteur à l'endroit donné de la Terre s'appelle *verticale*.

La position du point $O$ à la surface terrestre est définie sans ambiguïté par deux coordonnées, la *latitude* géographique $\varphi$ et la *longitude* géographique $L$ (ou $\lambda$).

La latitude $\varphi$ du point $O$ est l'angle $O'TO$ compris entre le plan de l'équateur terrestre et la verticale qui passe par le point $O$. Les latitudes se comptent de 0 à +90° à partir de l'équateur (*latitude Nord*) si les points reposent dans l'hémisphère Nord, et de 0 à —90° (*latitude Sud*), si les points reposent dans l'hémisphère Sud.

La longitude $L$ du point $O$ est l'angle dièdre $G'TO'$ formé par les plans du premier méridien et du méridien passant par le point $O$.

En Union Soviétique il est d'usage de compter les longitudes de 0 à 360° ou de $0^h$ à $24^h$ vers l'Est du premier méridien, c'est-à-dire dans le sens de la rotation de la Terre[1]). Généralement, en géographie la longitude se compte de 0 à +180° vers l'Est (*longitude Est*), et de 0 à —180°, vers l'Ouest (*longitude Ouest*).

Pour résoudre de nombreux problèmes astronomiques, on admet que la Terre est une sphère homogène de rayon $R = 6370$ km. Dans ce cas la direction de la verticale en tout lieu de la surface terrestre passe par son centre et se confond avec le rayon, alors que les méridiens et l'équateur sont des cercles de même rayon égal à celui de la Terre. La latitude d'un lieu peut alors être mesurée par l'arc du méridien compris entre l'équateur et le lieu donné, et sa longitude, par l'arc de l'équateur compris entre le premier méridien et le méridien du lieu.

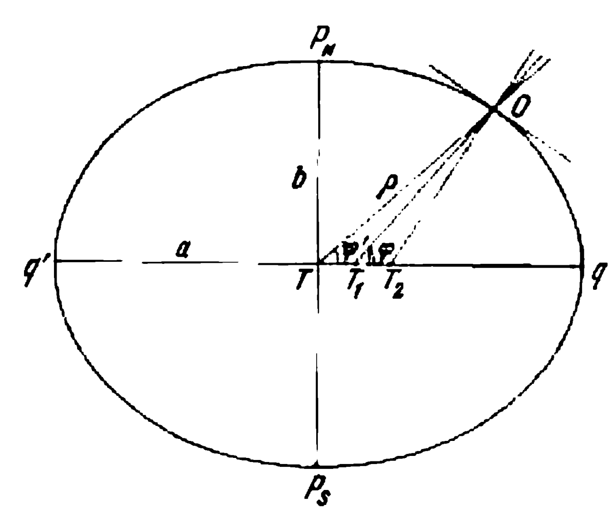



Fig. 3. Différents types de latitude géographique (pour l'intelligence du dessin, l'aplatissement de la Terre est exagéré).

Lorsque la résolution des problèmes impose des valeurs plus précises des dimensions et de la forme de la Terre, on admet que cette dernière est un ellipsoïde de révolution (sphéroïde) à distribution irrégulière des masses. Dans ce cas en tous les points de la surface terrestre la verticale ne passera pas par le centre du sphéroïde $T$ (fig. 3), mais coupera le plan de l'équateur en un autre point $T_1$, en s'écartant du rayon vecteur $\rho$, c'est-à-dire de la droite $TO$ qui passe par le centre du sphéroïde et le point $O$.

La verticale $T_1O$ peut également s'écarter de la normale $T_2O$ à la surface du sphéroïde, c'est-à-dire de la perpendiculaire au plan tangent au point $O$ de la Terre par suite de la distribution irrégulière des masses au voisinage de ce point. Il faut donc pour chaque point de la surface terrestre envisager trois types de latitudes géographiques: astronomique, géocentrique et géodésique.

La latitude *astronomique* $\varphi$ est l'angle $OT_1q$ compris entre le plan de l'équateur terrestre et la verticale du lieu donné.

La latitude *géocentrique* $\varphi'$ est l'angle $OTq$ compris entre le plan de l'équateur terrestre et le rayon vecteur du lieu donné.

[1]) Dans les pays occidentaux les longitudes se comptent dans le sens inverse, ce qui est très incommode du fait que le temps augmente dans le sens de l'Est.

La latitude *géodésique* (sans symbole) est l'angle $OT_2q$ compris entre le plan de l'équateur terrestre et la normale au sphéroïde au point donné.

On obtient directement à partir des observations seulement la latitude astronomique φ. Par des mesures géodésiques et gravimétriques on détermine la déviation du fil à plomb en un lieu donné, c'est-à-dire l'écart entre la verticale et la perpendiculaire ce qui permet d'obtenir la latitude géodésique à partir de la latitude astronomique φ. L'écart du fil à plomb étant généralement inférieur à 3″ (sauf pour les points anomaux), dans les problèmes astronomiques on le néglige sans faire de distinction entre les latitudes astronomique et géodésique. La latitude géocentrique φ′ se calcule d'après les formules de la géométrie analytique qui l'associent à la latitude astronomique (ou, pour être plus précis, à la latitude géodésique). La différence entre les latitudes astronomique et géocentrique ne dépasse pas 12′ ; elle est nulle aux pôles géographiques et à l'équateur.

## § 10. Sphère céleste

Pour étudier les positions et les mouvements apparents des objets célestes, il faut déterminer avec une précision plus ou moins grande leur position à l'instant d'observation. A cet effet, on n'a pas besoin de connaître la distance qui nous en sépare, puisque nous voyons tous ces corps comme fixés à la surface intérieure d'une sphère de rayon arbitraire. Les positions apparentes des astres ne peuvent donc se définir que par les directions, et leurs positions réciproques, par les angles entre ces directions, ou les arcs respectifs des grands cercles de la sphère dont le centre est l'origine de toutes ces directions.

On appelle *sphère céleste* la sphère imaginaire de rayon arbitraire et de centre en un point arbitraire de l'espace, qui porte à sa surface les positions des astres telles qu'on les voit dans le ciel à un certain instant et à partir d'un point donné de l'espace.

De la sorte, un observateur imaginaire, placé au centre de la sphère céleste (sphère des fixes), verrait les astres à sa surface disposés de la même façon qu'ils le sont pour un observateur réel dans un ciel réel.

La rotation de la sphère céleste est analogue à celle de la voûte céleste.

La sphère céleste sert pour étudier les positions et les mouvements apparents des corps célestes. Dans ce but, on porte à sa surface les lignes et les points principaux par rapport auxquels on effectue les mesures correspondantes.

La droite *ZOZ′* (fig. 4) qui passe par le centre *O* de la sphère céleste et qui coïncide avec la direction du fil à plomb au droit du lieu d'observation s'appelle *ligne verticale* ou *verticale* tout court.

La verticale coupe la surface de la sphère céleste en deux points: au *zénith* $Z$, au-dessus de la tête de l'observateur, et au *nadir* $Z'$, point diamétralement opposé.

Le grand cercle de la sphère céleste ($SWNE$) dont le plan est perpendiculaire à la verticale s'appelle *horizon astronomique* ou *rationnel*. L'horizon astronomique divise la surface de la sphère céleste en deux parties: *visible* à l'observateur avec le sommet au zénith $Z$, et *invisible*, avec le sommet au nadir $Z'$.

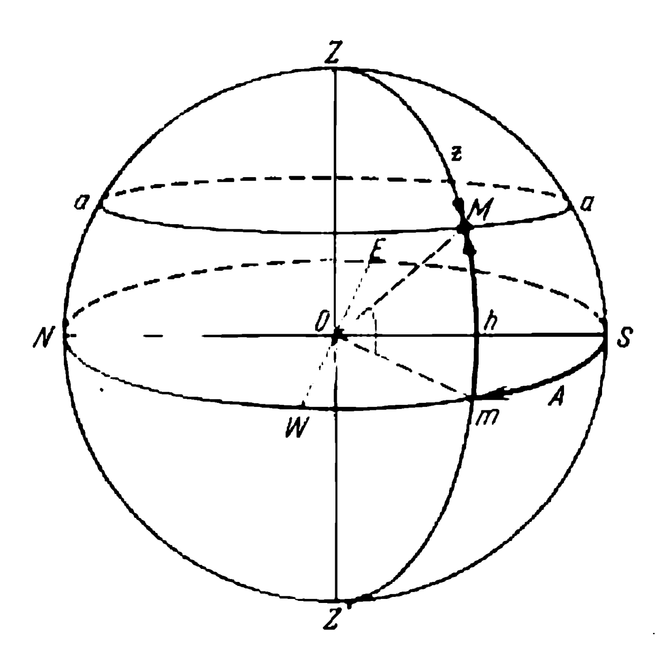


Fig. 4. Sphère céleste et coordonnées horizontales.

Il ne faut pas confondre l'horizon astronomique avec l'*horizon visible* (ligne suivant laquelle le ciel et la Terre semblent se joindre). Sur la terre l'horizon visible est une ligne irrégulière dont les points se situent de part et d'autre de l'horizon astronomique. En pleine mer l'horizon visible est toujours un petit cercle dont le plan est parallèle au plan de l'horizon astronomique.

Le petit cercle de la sphère céleste ($aMa$) qui passe par l'astre $M$ et dont le plan est parallèle au plan de l'horizon astronomique s'appelle *almucantarat* ou *cercle de hauteur* de l'astre.

Le demi-grand cercle $ZMZ'$ de la sphère céleste qui passe par le zénith, l'astre $M$ et le nadir s'appelle *vertical* de l'astre.

Le diamètre $PP'$ (fig. 5) sur lequel s'effectue la rotation de la sphère céleste s'appelle *axe du monde*. L'axe du monde coupe la surface de la sphère céleste en deux points qui sont le *pôle céleste Nord* $P$ et le *pôle céleste Sud* $P'$. Si l'on regarde la sphère céleste de l'extérieur, le pôle Nord est celui du côté duquel la sphère céleste tourne dans le sens des aiguilles d'une montre. Le grand cercle de la sphère céleste $QWQ'E$ dont le plan est perpendiculaire à l'axe du monde, s'appelle *équateur céleste*. L'équateur céleste divise la surface de la sphère céleste en deux parties: l'*hémisphère Nord*, avec le pôle céleste Nord $P$, et l'*hémisphère Sud*, avec le pôle céleste Sud $P'$.

Le petit cercle de la sphère céleste ($bMb$) dont le plan est parallèle au plan de l'équateur céleste, s'appelle *parallèle céleste* de l'astre $M$. Les mouvements apparents quotidiens des astres s'effectuent suivant les parallèles célestes.

Le demi-grand cercle *PMP'* passant par les pôles célestes et l'astre *M* s'appelle *cercle horaire* ou *cercle de déclinaison* de l'astre.

L'équateur céleste coupe l'horizon astronomique au point *Est E* et au point *Ouest W*. Les cercles de hauteur passant par les points Est et Ouest se nomment *premier vertical* et *troisième vertical*.

Le grand cercle de la sphère céleste *PZQSP'Z'Q'N* dont le plan passe par la verticale et l'axe du monde s'appelle *méridien céleste*.

Le méridien céleste divise la surface de la sphère céleste en deux hémisphères : celui de l'Est, avec le point Est *E*, et celui de l'Ouest, avec le point Ouest *W*.

Les plans du méridien céleste et de l'horizon astronomique se coupent suivant une ligne droite *NOS* qu'on appelle *méridienne*.

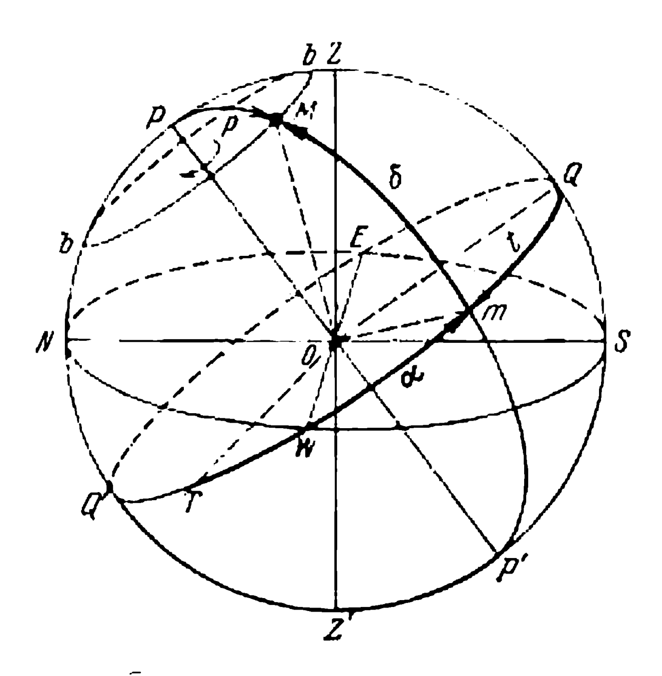


Fig. 5. Sphère céleste et coordonnées équatoriales.

Le méridien céleste coupe l'horizon astronomique en deux points : au *point Nord N* et au *point Sud S*. On appelle point Nord celui qui est plus près du pôle céleste Nord, le point Sud étant celui qui est plus près du pôle céleste Sud.

L'équateur céleste est coupé par le méridien céleste également en deux points : au *point supérieur de l'équateur Q* qui se trouve plus près du zénith et au *point inférieur de l'équateur Q'* qui est plus près du nadir.

L'arc *PZQSP'* du méridien céleste est sa partie *supérieure* et l'arc *PNQ'Z'P'* est sa partie *inférieure*.

## § 11. Coordonnées horizontales et équatoriales

La position d'un astre dans le ciel, ou en général, d'un point quelconque sur une sphère, se définit sans ambiguïté par rapport aux plans principaux ainsi qu'aux lignes et aux points de la sphère céleste qui leur sont associés par deux grandeurs (angles centraux ou arcs de grands cercles) qu'on appelle *coordonnées célestes*.

Pour résoudre des problèmes variés, on fait appel en astronomie à des systèmes de référence différents. Ces systèmes se distinguent par le choix du plan principal et de l'origine.

C o o r d o n n é e s  h o r i z o n t a l e s. Le plan principal dans ce système est celui de l'horizon astronomique $NWSE$; le compte se fait à partir du zénith et de l'un des points de l'horizon astronomique (fig. 4).

Pour une des coordonnées on prend la *distance zénithale* $z$ ou la *hauteur* $h$ de l'astre au-dessus de l'horizon.

On appelle hauteur $h$ de l'astre $M$ l'arc du vertical $mM$ entre l'horizon astronomique et l'astre, ou l'angle central $mOM$ (dans le plan du vertical) entre le plan de l'horizon astronomique et la direction de l'astre $M$.

Les hauteurs se comptent de 0 à $+90°$ vers le zénith si l'astre se trouve dans la partie visible de la sphère céleste, et de 0 à $-90°$ vers le nadir si l'astre se trouve dans sa partie invisible.

La distance zénithale $z$ de l'astre $M$ est l'arc du vertical $ZM$ entre le zénith et l'astre ou l'angle central $ZOM$ entre la verticale et la direction de l'astre $M$. On la compte de 0 à 180° à partir du zénith vers le nadir. La distance zénithale des astres de la partie visible de la sphère céleste $z \leqslant 90°$, et de ceux de la partie invisible, $z > 90°$.

La distance zénithale et la hauteur d'un astre vérifient toujours la relation

$$z + h = 90°. \tag{1.1}$$

Les astres du même almucantarat ont les mêmes hauteurs et les mêmes distances zénithales.

La hauteur ou la distance zénithale détermine la position de l'astre sur le vertical.

Quant à la position du vertical lui-même sur la sphère céleste, elle est déterminée par cette autre coordonnée qui est l'*azimut* $A$. On appelle azimut $A$ de l'astre $M$ l'arc $Sm$ de l'horizon astronomique entre le point Sud $S$ et le vertical passant par l'astre, ou l'angle central $SOm$ (dans le plan de l'horizon astronomique) entre la méridienne et la ligne d'intersection du plan de l'horizon astronomique avec le plan du vertical qui passe par l'astre.

On compte les azimuts de 0° à 360° dans le sens de la rotation quotidienne de la sphère céleste, c'est-à-dire à l'Ouest du point Sud $S$. Quelquefois les azimuts se comptent de 0° à $+180°$ à l'Ouest (azimuts occidentaux) et de 0° à $-180°$ à l'Est (azimuts orientaux.)

En géodésie, les azimuts se comptent à partir du point Nord $N$, soit de 0° à 360° vers l'Est, soit de 0° à $+180°$ (azimuts orientaux) et de 0° à $-180°$ (azimuts occidentaux). Ces azimuts sont dits *géodésiques* à la différence des azimuts *astronomiques* qui se comptent à partir du point Sud. Les azimuts géodésique $A'$ et astronomique $A$ sont liés par la relation bien simple

$$A' = A \pm 180°. \tag{1.2}$$

On prend le signe « plus » pour $A < 180°$ ou pour des azimuts négatifs (orientaux) et le signe « moins » pour $A > 180°$, ou pour des azimuts positifs (occidentaux).

Les astres qui se situent sur le même vertical ont les mêmes azimuts.

Coordonnées équatoriales. Le plan principal de ce système est celui de l'équateur céleste $QQ'$ ; pour origine on choisit l'un des points de l'équateur céleste (fig. 5).

Une des coordonnées est la *déclinaison* $\delta$ de l'astre.

La déclinaison $\delta$ de l'astre $M$ est l'arc $mM$ du cercle horaire $PMmP'$ entre l'équateur céleste et l'astre, ou l'angle central $mOM$ (dans le plan du cercle horaire) entre le plan de l'équateur céleste et la direction de l'astre.

On la compte de 0° à +90° vers le pôle céleste Nord (l'astre se trouvant dans l'hémisphère Nord de la sphère céleste) et de 0° à −90° vers le pôle céleste Sud (l'astre se trouvant dans l'hémisphère Sud de la sphère céleste).

Dans des cas exceptionnels, la déclinaison $\delta$ est remplacée par la *distance polaire* $p$, c'est-à-dire par l'arc $PM$ du cercle horaire compris entre le pôle céleste Nord et l'astre, ou par l'angle central $POM$ compris entre l'axe du monde et la direction de l'astre. On compte les distances polaires de 0° à 180° à partir du pôle céleste Nord vers le pôle Sud. Dans l'hémisphère Nord de la sphère céleste $p < 90°$ et dans l'hémisphère Sud, $p > 90°$.

La distance polaire et la déclinaison d'un astre vérifient toujours la relation

$$p + \delta = 90°. \tag{1.3}$$

Les astres de même parallèle céleste ont les mêmes déclinaisons $\delta$ et les mêmes distances polaires $p$.

La déclinaison, ou la distance polaire, détermine la position de l'astre sur le cercle horaire. Quant à la position du cercle horaire lui-même sur la sphère céleste, elle est déterminée par une autre coordonnée qui est l'*angle horaire* $t$.

On appelle angle horaire $t$ de l'astre $M$ l'arc de l'équateur céleste $Qm$ compris entre le point supérieur $Q$ de l'équateur et le cercle horaire $PMmP'$ qui passe par l'astre, ou l'angle central $QOm$ (dans le plan de l'équateur céleste) formé par les plans du méridien céleste et du cercle horaire de l'astre.

On compte les angles horaires de 0° à 360° ou de $0^h$ à $24^h$ dans le sens de la rotation quotidienne de la sphère céleste, c'est-à-dire vers l'Ouest à partir du point supérieur $Q$ de l'équateur céleste. Quelquefois on compte les angles horaires de 0° à 180° (de $0^h$ à $+12^h$) à l'Ouest (angles horaires occidentaux) et de 0° à −180° (de $0^h$ à $-12^h$) à l'Est (angles horaires orientaux).

Les astres de mêmes cercles de déclinaison ont les mêmes angles horaires.

C o o r d o n n é e s é q u a t o r i a l e s l o c a l e s. Le plan principal adopté dans ce système est également celui de l'équateur céleste, et l'une de ses coordonnées est la déclinaison $\delta$ (plus rarement, la distance polaire $p$).

Quant à l'autre coordonnée qui définit la position du cercle horaire, c'est l'*ascension droite* $\alpha$.

On appelle ascension droite $\alpha$ de l'astre $M$ l'arc de l'équateur céleste $\Upsilon m$ (cf. fig. 5) compris entre le point vernal $\Upsilon$ (cf. § 15) et le cercle horaire passant par l'astre, ou l'angle central $\Upsilon Om$ (dans le plan de l'équateur céleste) formé par la direction du point vernal et le plan du cercle horaire de l'astre.

Les ascensions droites $\alpha$ se comptent de 0° à 360° ou de $0^h$ à $24^h$ dans le sens opposé à la rotation quotidienne de la sphère céleste.

Les astres de même cercle horaire ont les mêmes ascensions droites.

Les coordonnées horizontales ($z$, $h$, $A$) et l'angle horaire $t$ de l'astre varient à tout instant en fonction de la rotation quotidienne de la sphère céleste (cf. § 14) du fait qu'ils sont comptés à partir des points fixes qui ne participent pas à cette rotation.

En raison de la rotation quotidienne de la sphère céleste les coordonnées équatoriales de l'astre (ascension droite $\alpha$ et déclinaison $\delta$) ne changent pas parce qu'on les compte à partir des points de l'équateur céleste qui participent eux-mêmes à la rotation quotidienne et par suite la position de l'astre par rapport à ces points ne change pas.

Les coordonnées horizontales s'emploient pour déterminer directement les positions apparentes des astres à l'aide des instruments de la mesure des angles.

Les coordonnées équatoriales (déclinaison et angle horaire) s'emploient surtout pour déterminer le temps exact, ce qui constitue l'une des tâches principales de l'astronomie pratique.

Les coordonnées équatoriales locales constituent le système principal pour la résolution des problèmes d'astronomie fondamentale. C'est le système qu'on utilise pour composer les catalogues des positions des étoiles, ainsi que les cartes stellaires.

## § 12. Relation entre la hauteur du pôle céleste et la latitude géographique du lieu d'observation

La rotation de la voûte céleste est un phénomène apparent qui résulte de la rotation réelle de la Terre autour de l'axe dans le sens opposé à la rotation quotidienne du ciel, c'est-à-dire de l'Ouest à l'Est. C'est pourquoi quel que soit le point de la surface terrestre,

l'observateur voit toujours la sphère céleste tourner autour de l'axe du monde, droite parallèle à l'axe terrestre.

Quant à la direction de la verticale, elle change avec le déplacement de l'observateur à la surface et forme des angles différents avec l'axe terrestre. La position réciproque des cercles et des points de la

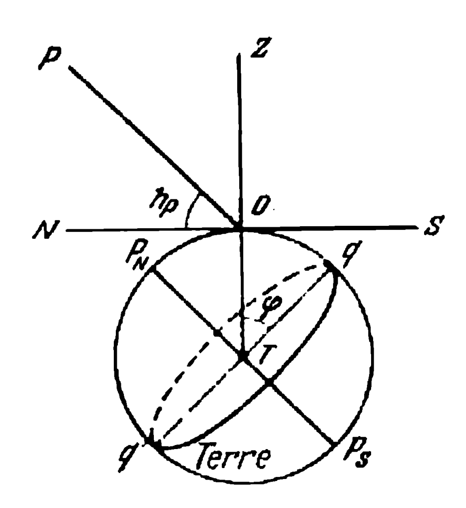



Fig. 6. Relation entre la hauteur du pôle céleste et la latitude géographique.

Fig. 7. Projection de la sphère céleste sur le plan du méridien céleste.

sphère céleste, liés à l'axe du monde et à la verticale, dépend, par conséquent, de la direction de cette dernière, c'est-à-dire de la position de l'observateur à la surface terrestre.

Cette relation s'énonce sous la forme du théorème suivant: *la hauteur du pôle céleste $h_P$ au-dessus de l'horizon est toujours égale à la latitude astronomique $\varphi$ du lieu d'observation.*

La démonstration de ce théorème est immédiate si l'on se reporte à la figure 6, où $\angle PON = h_P$ et $\angle OTq = \varphi$ sont les angles de côtés réciproquement perpendiculaires. Suivant le corollaire de ce théorème, à la latitude astronomique $\varphi$ du lieu d'observation sont égales de même (fig. 7):

1) la déclinaison du zénith $\delta_Z = \varphi$;
2) la distance polaire du point Nord $p_N = \varphi$;
3) la distance zénithale du point supérieur de l'équateur $z_Q = \varphi$.

La relation (1.1) entraîne que la distance zénithale du pôle du monde céleste $z_P = 90° - h_P = 90° - \varphi$.

Par conséquent, à la grandeur $(90° - \varphi)$ sont égales de même:

1) la distance polaire du zénith $p_Z = 90° - \varphi$;
2) la déclinaison du point Nord $\delta_N = 90° - \varphi$;
3) la hauteur du point supérieur de l'équateur $h_Q = 90° - \varphi$.

## § 13. Phénomènes liés à la rotation diurne de la sphère céleste

a) Lever et coucher des astres. La rotation diurne de la sphère céleste fait que tous les astres décrivent des cercles dont les plans sont parallèles au plan de l'équateur céleste, c'est-à-dire les astres se déplacent suivant des parallèles célestes.

Suivant la latitude géographique $\varphi$ du lieu d'observation et la déclinaison $\delta$ des astres, les parallèles célestes de ces derniers coupent l'horizon astronomique en deux points, ou bien se trouvent entièrement soit au-dessous, soit au-dessus de l'horizon (fig. 8). Le point où l'astre coupe la partie Est de l'horizon rationnel s'appelle *point du lever de l'astre* et celui où l'astre coupe la partie Ouest de cet horizon, *point du coucher de l'astre*. L'astre se lève et se couche sous une latitude donnée si la valeur absolue de sa déclinaison

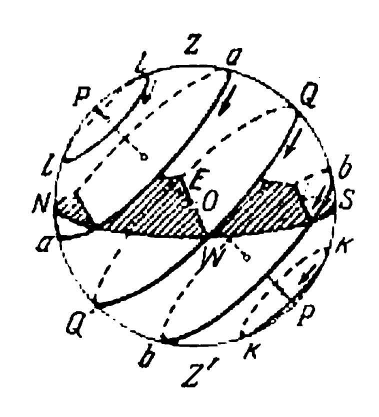



Fig. 8. Mouvement diurne des astres dans les latitudes géographiques moyennes.

$$|\delta| < (90° - |\varphi|). \qquad (1.4)$$

Si l'astre se trouve à l'équateur céleste $QQ'$, c'est-à-dire si $\delta = 0$, il se lève exactement au point Est $E$ et se couche exactement au point Ouest $W$.

Si la déclinaison de l'astre $\delta > 0$ (parallèle céleste $aa$), il se lève au Nord-Est et se couche au Nord-Ouest.

Si la déclinaison de l'astre $\delta < 0$ (parallèle céleste $bb$), il se lève au Sud-Est et se couche au Sud-Ouest.

Enfin, si la valeur absolue de la déclinaison de l'astre

$$|\delta| \geqslant (90° - |\varphi|), \qquad (1.5)$$

sa parallèle céleste ne coupe pas l'horizon astronomique et l'astre appartient soit aux objets de perpétuelle apparition (la parallèle céleste $ll$ se situe entièrement au-dessus de l'horizon) soit de perpétuelle abscence (la parallèle céleste $kk$ se situe entièrement au-dessous de l'horizon).

Si l'observateur se place à l'équateur terrestre ($\varphi = 0°$), d'après la condition (1.4) tous les astres sont pour lui à lever et à coucher. En effet, à l'équateur terrestre (fig. 9) le pôle céleste Nord $P$ repose à l'horizon, au point Nord $N$, et le pôle céleste Sud $P'$, au point Sud $S$. L'équateur céleste $QQ'$ est perpendiculaire à l'horizon astronomique et passe par le zénith $Z$. Pour cette raison les plans des parallèles célestes de tous les astres sont également perpendiculaires au plan de l'horizon astronomique. Par conséquent, tous les astres ont un lever et un coucher et sont visibles au-dessus de l'horizon

pendant 12 heures, et invisibles pendant ce même intervalle de temps.

Si l'observateur se trouve au pôle géographique Nord ($\varphi = +90°$), d'après la condition (1.5) les astres à $\delta > 0$ seront pour lui sans coucher (circumpolaires Nord) et les astres à $\delta < 0$ seront pour lui sans lever (circumpolaires Sud). En effet (fig. 10), au pôle géographique Nord le pôle céleste Nord $P$ se confond avec le zénith $Z$, alors que l'équateur céleste $QQ'$ se confond avec l'horizon astronomique. C'est pourquoi les plans des parallèles des astres sont parallèles au plan de l'horizon astronomique et les astres n'ont ni lever ni

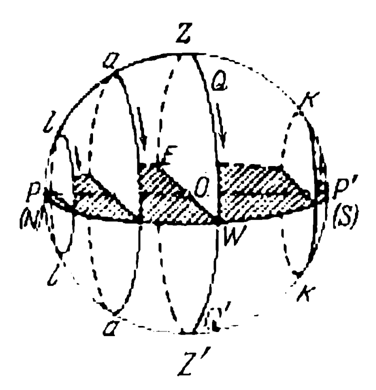



Fig. 9. Mouvement diurne des astres à l'équateur terrestre.

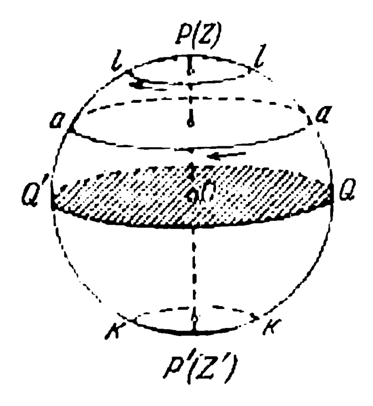



Fig. 10. Mouvement diurne des astres au pôle Nord de la Terre.

coucher. Les astres de l'hémisphère Nord de la sphère céleste ($\delta > 0$) sont toujours visibles au-dessus de l'horizon, et les astres de l'hémisphère Sud de la sphère céleste ($\delta < 0$) sont toujours invisibles.

On conçoit aisément que l'observateur placé au pôle géographique Sud verra toujours les circumpolaires Sud ($\delta < 0$) et ne verra jamais les circumpolaires Nord ($\delta > 0$).

A la latitude $\varphi$ différente de 0° et de 90°, certains astres seront pour l'observateur à lever et à coucher alors que d'autres n'auront ni lever ni coucher.

b) P a s s a g e d e s a s t r e s a u m é r i d i e n. Le parallèle céleste de chaque astre coupe le méridien céleste en deux points qui se trouvent aux extrémités du diamètre du parallèle.

Le moment de l'intersection du méridien céleste par un astre est dit *passage de l'astre au méridien*.

Le passage est dit *supérieur* si l'astre passe par la partie supérieure $PZQSP'$ du méridien céleste, qui contient $Z$ (fig. 7), et *inférieur*, si l'astre passe par la partie inférieure du méridien céleste $PNQ'Z'P'$, qui contient $Z'$.

On distingue le passage au méridien supérieur, dit encore culmination supérieure, au Sud du zénith (sur l'arc $ZQSP'$) et au Nord du zénith (sur l'arc $PZ$).

Sous la latitude donnée $\varphi$, pour les astres sans coucher les deux passages, supérieur et inférieur, sont visibles ; les astres à lever et à coucher ne rendent possible l'observation que de la culmination supérieure, le passage au méridien inférieur ayant lieu au-dessous de l'horizon ; pour les astres sans lever, les deux passages ont lieu au-dessous de l'horizon et sont donc inaccessibles à l'observation.

## § 14. Variation des coordonnées des astres dans leur mouvement diurne

Lorsqu'un astre se lève ou se couche, ses $z = 90°$, $h = 0°$ et les azimuts des points du lever et du coucher dépendent de sa déclinaison et de la latitude du lieu d'observation.

Au moment du passage au méridien supérieur, la distance zénithale est minimale, la hauteur maximale et l'azimut $A = 0$ (si l'astre culmine au Sud du zénith) ou $A = 180°$ (s'il culmine au Nord du zénith).

Au moment du passage inférieur, la distance zénithale est maximale, la hauteur minimale et l'azimut $A = 180°$, ou $A = 0°$ (si le passage a lieu entre le nadir $Z'$ et le pôle céleste Sud $P'$).

Par conséquent, du passage inférieur au passage supérieur la distance zénithale diminue et la hauteur augmente ; du passage supérieur au passage inférieur, c'est l'inverse, la distance zénithale augmente et la hauteur diminue. L'azimut de l'astre change lui aussi dans des limites définies.

Ainsi, les coordonnées horizontales de l'astre ($z$, $h$ et $A$) varient par suite de la rotation diurne de la sphère céleste et si l'astre est invariablement lié à la sphère (c'est-à-dire si sa déclinaison $\delta$ et son ascension droite $\alpha$ restent constantes), ses coordonnées horizontales reprennent leurs valeurs initiales une fois la révolution de la sphère achevée.

A toutes les latitudes (sauf aux pôles), les parallèles célestes des astres étant inclinés par rapport à l'horizon, les coordonnées horizontales varient de façon irrégulière bien que la rotation diurne de la sphère céleste soit uniforme. Les variations de la hauteur $h$ et de la distance zénithale $z$ sont les plus lentes près du méridien, c'est-à-dire au moment des passages au méridien supérieur ou inférieur. Quant à l azimut $A$, il varie à ces instants le plus rapidement.

La variation de l'angle horaire $t$ de l'astre (en coordonnées équatoriales) de même que celle de l'azimut $A$ est continue. A l'instant du passage au méridien supérieur, $t = 0$. Au moment du passage au méridien inférieur, $t = 180°$ ou $12^h$.

Mais à la différence des azimuts, les angles horaires des astres (si leurs déclinaisons $\delta$ et ascensions droites $\alpha$ sont constantes) varient uniformément étant comptés suivant l'équateur céleste ; la rotation de la sphère céleste étant uniforme, les variations des angles horaires

sont proportionnelles aux intervalles de temps, c'est-à-dire l'accroissement des angles horaires est égal à l'angle de rotation de la sphère céleste.

L'allure uniforme de la variation des angles horaires est un facteur très important de la mesure du temps.

Au moment du passage au méridien, la hauteur d'un astre $h$ ou sa distance zénithale $z$ dépendent de la déclinaison $\delta$ et de la latitude du lieu d'observation $\varphi$.

La figure 7 entraîne immédiatement :

1) si la déclinaison de l'astre $M_1 \delta < \varphi$, il culmine au Sud du zénith à la distance zénithale

$$z = \varphi - \delta, \tag{1.6}$$

ou à la hauteur

$$h = 90° - \varphi + \delta; \tag{1.7}$$

2) si $\delta = \varphi$, l'astre culmine au zénith, et alors

$$z = 0 \tag{1.8}$$

et

$$h = +90°; \tag{1.9}$$

3) si $\delta > \varphi$, l'astre $M_2$ passe au méridien supérieur au Nord du zénith à la distance zénithale

$$z = \delta - \varphi, \tag{1.10}$$

ou à la hauteur

$$h = 90° + \varphi - \delta; \tag{1.11}$$

4) enfin, au moment du passage au méridien inférieur la distance zénithale de l'astre $M_3$

$$z = 180° - \varphi - \delta, \tag{1.12}$$

et la hauteur

$$h = \delta - (90° - \varphi) = \varphi + \delta - 90°. \tag{1.13}$$

On sait des observations (cf. § 8) qu'à la latitude donnée $\varphi$ chaque étoile se lève ou se couche toujours au même point de l'horizon, sa hauteur au méridien est également toujours la même. Il s'ensuit que les déclinaisons ne changent pas avec le temps (au moins de façon perceptible).

Pour ce qui est des points du lever et du coucher du Soleil, de la Lune et des planètes, ainsi que de leur hauteur au méridien, ils changent en fonction du jour de l'année. Par conséquent, les déclinaisons de ces astres changent également en fonction du temps.

## § 15. Ecliptique. Coordonnées écliptiques

Les mesures de la distance zénithale ou de la hauteur du Soleil à midi (c'est-à-dire au moment de son passage au méridien supérieur) effectuées à la même latitude géographique ont révélé que la déclinaison du Soleil varie au cours de l'année de $+23°27'$ à $-23°27'$, en passant deux fois par zéro. Les observations du ciel nocturne ont permis d'établir qu'au cours de l'année l'ascension droite du Soleil change progressivement elle aussi de 0° à 360° ou de $0^h$ à 24. En effet, à minuit culminent celles des étoiles dont les ascensions droites diffèrent de 180° ou de $12^h$ de celle du Soleil. Or, toujours d'après les observations, l'ascension droite des étoiles qui culminent à minuit augmente chaque jour et, donc, l'ascension droite du Soleil augmente elle aussi.

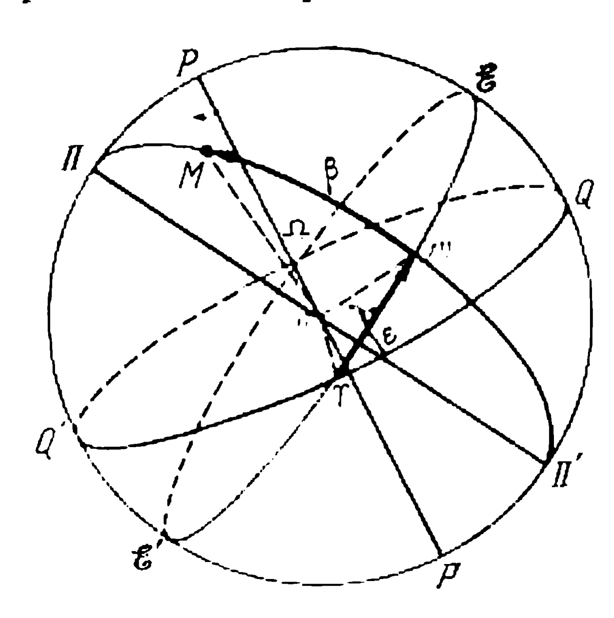



Fig. 11. Système de coordonnées écliptiques.

Si l'on considère la variation continue de deux coordonnées du Soleil, on établit aisément qu'il se déplace parmi les étoiles de l'Est à l'Ouest suivant le grand cercle de la sphère céleste appelé *écliptique*. Le plan de l'écliptique $\mathscr{E}'\ \gamma\ \varepsilon\Omega$ (fig. 11) est incliné sur le plan de l'équateur céleste sous un angle $\varepsilon = 23°27'$. Le diamètre $\Pi\Pi'$, perpendiculaire au plan de l'écliptique, s'appelle *axe de l'écliptique*. Il coupe la surface de la sphère céleste au *pôle Nord de l'écliptique* $\Pi$ (dans l'hémisphère Nord) et au *pôle Sud de l'écliptique* $\Pi'$ (dans l'hémisphère Sud).

L'écliptique coupe l'équateur céleste en deux points appelés *équinoxe de printemps* ou *point vernal* $\gamma$ et *équinoxe d'automne* $\Omega$. L'équinoxe de printemps ou le point vernal $\gamma$ est le point où le Soleil traverse l'équateur céleste en passant de l'hémisphère Sud de la sphère céleste dans l'hémisphère Nord. L'équinoxe d'automne $\Omega$ est le point où le Soleil passe de l'hémisphère céleste Nord dans l'hémisphère céleste Sud.

Les points de l'écliptique distants de 90° des équinoxes s'appellent *solstice d'été* (dans l'hémisphère Nord) et *solstice d'hiver* (dans l'hémisphère Sud). Le demi-grand cercle de la sphère céleste $\Pi M\Pi'$ qui passe par les pôles de l'écliptique et par l'astre $M$ s'appelle *cercle de latitude* de l'astre.

L'écliptique et le point vernal sont à la base des coordonnées écliptiques célestes. L'une des coordonnées de ce système est la *latitude céleste* β qu'est l'arc *mM* du cercle de latitude (cf. fig. 11) compris entre l'écliptique et l'astre *M*, ou l'angle central *mOM* entre le plan de l'écliptique et la direction de l'astre *M*.

On la compte de 0° à +90° dans le sens du pôle Nord de l'écliptique (*Π*) et de 0° à —90° dans le sens du pôle Sud (*Π'*).

Les astres qui se trouvent sur le même petit cercle dont le plan est parallèle au plan de l'écliptique ont les mêmes latitudes célestes.

La latitude céleste définit la position de l'astre sur le cercle de latitude. Quant à la position de ce cercle lui-même sur la sphère céleste, elle est déterminée par une autre coordonnée qui est la *longitude céleste* λ. On appelle longitude céleste λ d'un astre *M* l'arc ♈*m* de l'écliptique compris entre le point vernal ♈ et le cercle de latitude passant par l'astre, ou l'angle central ♈*Om* (dans le plan de l'écliptique) compris entre la direction du point vernal et le plan du cercle de latitude passant par l'astre. Les longitudes célestes sont comptées de 0° à 360° dans le sens du mouvement apparent annuel du Soleil sur l'écliptique, c'est-à-dire de l'Ouest à l'Est.

Les astres qui reposent sur le même cercle de latitude ont les mêmes longitudes célestes.

Les coordonnées écliptiques s'emploient essentiellement dans l'astronomie théorique pour déterminer les orbites des corps célestes.

## § 16. Variation des coordonnées équatoriales du Soleil

Lors du déplacement du Soleil sur l'écliptique ses coordonnées équatoriales changent de la façon suivante. Lorsque le Soleil se trouve au point vernal ♈ (cf. § 15) ses ascension droite et déclinaison sont nulles. Ensuite elles augmentent chaque jour et lorsque le Soleil atteint le point de solstice d'été, son ascension droite est de 90° ou de $6^h$, alors que sa déclinaison atteint la valeur maximale de +23°27'. Ensuite la déclinaison commence à diminuer, alors que l'ascension droite s'accroît toujours. A l'équinoxe d'automne elle est de 180° ou de $12^h$, alors que la déclinaison est nulle. Au solstice d'hiver l'ascension droite $\alpha = 270°$ ou $18^h$, alors que la déclinaison devient minimale: 23°27'. Ensuite, l'augmentation de la déclinaison recommence pour devenir nulle au point vernal ; quant à l'ascension droite, elle s'annule après avoir atteint 360° ou $24^h$.

Ces variations des coordonnées équatoriales du Soleil sont irrégulières. La déclinaison varie le plus vite dans le voisinage des équinoxes et le plus lentement dans le voisinage des solstices. La variation de l'ascension droite est, par contre, plus lente près des équinoxes et plus rapide près des solstices. De plus la vitesse de cette variation est plus petite près du solstice d'été que près du solstice d'hiver. Le mouvement apparent du Soleil sur l'écliptique

résulte du mouvement réel de la Terre, de sa rotation autour du Soleil.

La rotation de la Terre autour du Soleil dans le même sens qu'autour de son propre axe est irrégulière (cf. § 40). Dans ces conditions, l'axe de rotation de la Terre est toujours incliné sur le plan de son orbite sous un angle de 66°33′. C'est pourquoi nous avons l'impression que le Soleil se déplace également parmi les étoiles suivant une allure irrégulière et dans le même sens de l'Ouest à l'Est, mais en décrivant un cercle (écliptique) dont le plan est incliné sur le plan de l'équateur céleste (et terrestre) sous un angle de 23°27′ = 90°—66°33′.

Lorsque le Soleil se trouve au point vernal ($\delta = 0$), à toutes les latitudes géographiques il se lève au point Est $E$ et se couche au point Ouest $W$ (cf. § 13). La moitié de son trajet diurne passe au-dessus de l'horizon, et l'autre moitié, au-dessous. Par conséquent, sur tout le globe terrestre, sauf aux pôles, la durée du jour est égale à celle de la nuit. Dans l'hémisphère Nord, ce jour (près de 21 mars) qu'on appelle *équinoxe de printemps*, correspond au début du printemps, et dans l'hémisphère Sud, au début de l'automne.

A la latitude Nord $\varphi$, la hauteur du Soleil à midi le jour de l'équinoxe de printemps est d'après la formule (1.7)

$$h_{\odot} = 90° - \varphi.$$

A la même latitude Nord $\varphi$, lorsque le Soleil se trouve en solstice d'été ($\delta = +23°27'$), il se lève au Nord-Est et se couche au Nord-Ouest. Il parcourt la plus grande partie de sa trajectoire diurne au-dessus de l'horizon. Dans l'hémisphère Nord, la durée de la journée est maximale et celle de la nuit, minimale, et c'est l'inverse dans l'hémisphère Sud. C'est le *jour de solstice d'été* (près de 22 juin); dans l'hémisphère Nord on le considère comme le début de l'été, et dans l'hémisphère Sud, comme le début de l'hiver.

Ce jour-là à la latitude Nord $\varphi$ donnée la hauteur du Soleil à midi atteint sa valeur maximale

$$h_{\max} = 90° - \varphi + 23°27'.$$

Lorsque le Soleil se trouve au point de l'équinoxe d'automne ($\delta = 0$), de nouveau sur toute la Terre il se lève au point Est et se couche au point Ouest, de nouveau sous toutes les latitudes, sauf aux pôles, le jour dure autant que la nuit. C'est le jour de l'équinoxe d'automne (près de 23 septembre); dans l'hémisphère Nord on le considère comme le début de l'automne et dans l'hémisphère Sud, comme le début du printemps.

Ce jour-là à la latitude $\varphi$ donnée la hauteur du Soleil à midi est de nouveau $90° - \varphi$.

Enfin, lorsque le Soleil se trouve au point de solstice d'hiver ($\delta = -23°27'$), il se lève au Sud-Est et se couche au Sud-Ouest.

La plus grande partie de sa trajectoire diurne passe au-dessous de l'horizon. A une latitude géographique Nord $\varphi$ donnée la durée du jour est minimale et celle de la nuit est maximale (sous les latitudes Sud c'est l'inverse). C'est le *jour de solstice d'hiver* (près de 22 décembre) et on le considère dans l'hémisphère Nord comme le début de l'hiver et dans l'hémisphère Sud comme le début de l'été.

A une latitude Nord $\varphi$ donnée la hauteur du Soleil à midi le jour du solstice d'hiver tombe à sa valeur minimale

$$h_{\min} = 90° - \varphi - 23°27'.$$

Les autres jours de l'année la hauteur du Soleil à midi varie de $h_{\max}$ à $h_{\min}$ et de $h_{\min}$ à $h_{\max}$.

## § 17. Mouvement diurne du Soleil aux latitudes différentes

a) Pour un observateur au pôle Nord ($\varphi = +90°$), les astres de perpétuelle apparition sont ceux pour lesquels $\delta \geqslant 0$, et de perpétuelle absence, ceux dont $\delta < 0$ (cf. § 13, fig. 10).

Pour le Soleil, la déclinaison est positive de 21 mars à 23 septembre et négative de 23 septembre à 21 mars. Par conséquent, au pôle Nord, le Soleil ne se couche pas à peu près pendant six mois et ne se lève pas pendant les autres six mois. Vers le 21 mars le Soleil apparaît ici au-dessus de l'horizon (se lève) pour décrire ensuite, du fait de la rotation diurne de la sphère céleste, des cercles presque parallèles à l'horizon en se levant chaque jour plus haut. Au solstice d'été (près de 22 juin), le Soleil atteint la hauteur maximale $h_{\max} = +23°27'$, puis commence à s'approcher de l'horizon, sa hauteur diminue progressivement, et après l'équinoxe d'automne (23 septembre) il se cache sous l'horizon (se couche). La journée qui a duré six mois prend fin pour laisser venir la nuit qui durera également six mois. Le Soleil, en décrivant toujours des cercles presque parallèles au-dessous de l'horizon, descend de plus en plus bas. Au solstice d'hiver (22 décembre) il atteint la hauteur minimale $h_{\min} = -23°27'$ pour recommencer ensuite son approche de l'horizon; sa hauteur va de nouveau en augmentant et à la veille de l'équinoxe de printemps il apparaît au-dessus de l'horizon. Pour un observateur placé au pôle Sud ($\varphi = -90°$), le mouvement diurne du Soleil est analogue, mais le lever a lieu ici le 23 septembre, et le coucher le 21 mars; par conséquent lorsqu'au pôle Nord il fait nuit, au pôle Sud c'est le jour et inversement.

b) Pour un observateur au cercle polaire Nord ($\varphi = +66°33'$), les astres sans coucher sont ceux dont $\delta \geqslant +23°27'$, et les astres sans lever, ceux dont $\delta < -23°27'$. Il s'ensuit qu'au cercle polaire Nord le Soleil ne se couche pas au solstice d'été (à minuit le centre du Soleil ne fait que toucher l'horizon au point Nord $N$) et ne se

lève pas au solstice d'hiver (à midi le centre du disque solaire ne fait que toucher l'horizon au point Sud $S$, pour descendre ensuite au-dessous de l'horizon). Les autres jours de l'année, à cette latitude, le Soleil se lève et se couche. Sa hauteur à midi est maximale au solstice d'été ($h_{max} = +46°54'$) et minimale au solstice d'hiver ($h_{min} = 0°$). Au cercle polaire Sud ($\varphi = -66°33'$), le Soleil ne se couche pas au solstice d'hiver et ne se lève pas au solstice d'été.

Les cercles polaires Nord et Sud sont les frontières théoriques des latitudes géographiques sous lesquelles *les jours et les nuits polaires* (de plus de 24 heures) sont possibles.

Au-delà des cercles polaires le Soleil devient un astre sans lever ou sans coucher et ceci d'autant plus longtemps que le lieu est plus proche des pôles géographiques. A mesure qu'on s'approche des pôles, la durée des jours et des nuits polaires augmente.

c) Pour un observateur au tropique du Cancer ($\varphi = +23°27'$), le Soleil est toujours un astre à lever et à coucher. Sa hauteur maximale à midi est maximale au solstice d'été: $h_{max} = +90°$, c'est-à-dire il passe par le zénith. Les autres jours de l'année il culmine à midi au Sud du zénith. Au solstice d'hiver sa hauteur à midi est minimale: $h_{min} = +43°06'$.

Au tropique du Capricorne ($\varphi = -23°27'$) également le Soleil se lève et se couche toujours. Mais il atteint sa hauteur maximale à midi ($+90°$) au solstice d'hiver, et sa hauteur minimale ($+43°06'$), au solstice d'été. Les autres jours de l'année il culmine ici à midi au Nord du zénith.

Dans les régions situées entre les tropiques et les cercles polaires, le Soleil se lève et se couche tous les jours de l'année. Pendant six mois le jour est ici plus long que la nuit, et pendant les autres six mois, c'est la nuit qui est la plus longue. La hauteur du Soleil à midi est ici toujours inférieure à 90° (à l'exception des tropiques) et supérieure à 0° (à l'exception des pôles).

Dans les régions situées entre les tropiques, le Soleil monte au zénith deux fois par an, les jours où sa déclinaison est égale à la latitude géographique du lieu.

d) Pour l'observateur qui se trouve à l'équateur ($\varphi = 0$), tous les astres, y compris le Soleil, sont à lever et à coucher. Ils restent pendant 12 heures au-dessus de l'horizon et 12 heures au-dessous. Il en résulte qu'à l'équateur le jour est aussi long que la nuit. Deux fois par an à midi le Soleil monte au zénith (le 21 mars et le 23 septembre).

Du 21 mars au 23 septembre le Soleil culmine à midi au Nord du zénith, et du 23 septembre au 21 mars, au Sud du zénith. Sa hauteur minimale à midi est ici: $h_{min} = 90° - 23°27' = 66°33'$ (le 22 juin et le 22 décembre).

D'après ce qui vient d'être dit, les caractéristiques astronomiques des zones terrestres sont les suivantes:

1. Dans les calottes glaciales ($\varphi = \pm 66°33'$ à $\pm 90°$) le Soleil peut être soit un astre sans lever soit un astre sans coucher. Le jour et la nuit polaires peuvent durer de $24^h$ à six mois.

2. Dans les zones tempérées ($\varphi = \pm 23°27'$ à $\pm 66°33'$) le Soleil se lève et se couche chaque jour mais ne monte jamais au zénith. Les jours et les nuits polaires n'ont pas lieu ici. Les jours et les nuits durent ici moins de 24 heures. En été, le jour est plus long que la nuit et en hiver c'est l'inverse.

3. Dans la zone torride ($\varphi = +23°27'$ à $-23°27'$) le lever et le coucher du Soleil ont également lieu chaque jour; deux fois par an (aux tropiques, une fois) le Soleil monte à midi au zénith (le jour de cet événement varie suivant les lieux, mais à l'équateur cela arrive à l'équinoxe de printemps et à l'équinoxe d'automne) [cf. également § 33].

## § 18. Principes de la mesure du temps

La mesure du temps est guidée par les observations de la rotation diurne de la voûte céleste et du mouvement annuel du Soleil, c'est-à-dire par la rotation de la Terre sur son axe et par sa révolution autour du Soleil.

La rotation de la Terre sur son axe est presque uniforme, sa période étant égale à la période de la rotation de la voûte céleste qui peut être calculée avec une précision suffisante à partir des observations. C'est pourquoi l'angle de rotation de la Terre par rapport à un repère initial quelconque permet d'évaluer le temps. Comme repère initial on prend l'instant du passage par le plan du méridien terrestre du lieu d'observation d'un point choisi dans le ciel ou, ce qui revient au même, au méridien donné, le moment de la culmination supérieure ou inférieure.

La durée de l'unité de temps principale appelée *jour* dépend de ce point choisi dans le ciel. En astronomie les points adoptés à cet effet sont: a) le point vernal; b) le centre du disque apparent du Soleil (*Soleil vrai*); c) le « *Soleil moyen* », point imaginaire dont la position dans la voûte céleste peut être calculée théoriquement pour n'importe quel instant.

Les trois unités de temps définies par ces points s'appellent respectivement: *jour sidéral*; *jour solaire vrai* et *jour solaire moyen* et le temps qu'ils mesurent: *temps sidéral*, *temps solaire vrai* et *temps solaire moyen*.

Il convient d'insister ici sur le fait que toutes ces appellations du temps, de même que d'autres que nous allons apprendre concernent le temps réel existant objectivement. Autrement dit, il n'existe pas de temps différents, il n'y a que des unités différentes de la mesure du temps et des systèmes différents de son calcul.

Les jours et leurs fractions (heures, minutes, secondes) s'emploient pour mesurer des intervalles de temps courts.

Pour mesurer de grands intervalles de temps, il existe une autre unité définie par le mouvement de la Terre autour du Soleil, c'est l'*année tropique*. On appelle année tropique l'intervalle de temps entre deux passages consécutifs du centre du Soleil vrai par le point vernal.

## § 19. Jour sidéral. Temps sidéral

On appelle *jour sidéral* l'intervalle de temps entre deux passages supérieurs consécutifs du point vernal au même méridien géographique.

On a convenu que le début du jour sidéral au méridien donné est l'instant du passage du point vernal au méridien supérieur.

L'intervalle de temps entre le passage supérieur du point vernal et une autre position quelconque, exprimé en fractions du jour sidéral (en heures, minutes, secondes sidérales) s'appelle *temps sidéral s*.

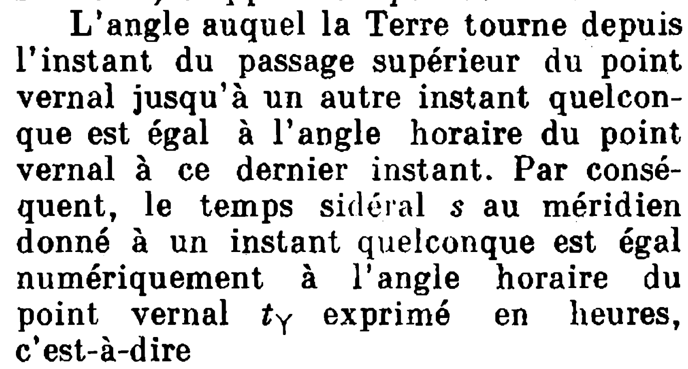


Fig. 12. Relation entre le temps sidéral et $\alpha$ et $t$ de l'astre.

L'angle auquel la Terre tourne depuis l'instant du passage supérieur du point vernal jusqu'à un autre instant quelconque est égal à l'angle horaire du point vernal à ce dernier instant. Par conséquent, le temps sidéral $s$ au méridien donné à un instant quelconque est égal numériquement à l'angle horaire du point vernal $t_\Upsilon$ exprimé en heures, c'est-à-dire



$$s = t_\Upsilon. \qquad (1.14)$$

Rien ne marque dans le ciel le point vernal. Il est impossible de mesurer directement son angle horaire ou fixer l'instant de son passage au méridien. C'est pourquoi pour choisir pratiquement le début du jour sidéral ou du temps sidéral, il faut mesurer à un instant quelconque l'angle horaire $t$ d'un astre $M$ dont l'ascension droite $\alpha$ est connue (fig. 12). Puisque $t = Qm$, $\alpha = \Upsilon m$, l'angle horaire du point vernal $t_\Upsilon = Q\Upsilon$ et, par définition, égal au temps sidéral $s$, il vient

$$s = t_\Upsilon = \alpha + t, \qquad (1.15)$$

c'est-à-dire *le temps sidéral à un instant quelconque est égal à l'ascension droite d'un astre plus son angle horaire*.

A l'instant du passage supérieur de l'astre, son angle horaire $t = 0$, et alors

$$s = \alpha. \qquad (1.16)$$

A l'instant du passage inférieur de l'astre, son angle horaire $t = 12^h$, et le temps sidéral

$$s = \alpha + 12^h. \qquad (1.17)$$

La mesure du temps par des jours sidéraux et par leurs fractions est très simple et, par suite, très commode pour résoudre de nombreux problèmes astronomiques. Mais son usage dans la vie courante est très incommode. Le règlement du train de vie quotidien de l'homme est intimement lié à la position apparente du Soleil au-dessus de l'horizon, à son lever et à son coucher, et non pas à la position d'un point de l'équinoxe vernal imaginaire. Or, puisque la position réciproque du Soleil et du point vernal varie tout au cours de l'année, le passage supérieur du Soleil (midi), par exemple, s'effectue suivant les jours de l'année à des moments différents du jour sidéral. En effet, seulement une fois par an, lorsque le Soleil passe par le point vernal, c'est-à-dire lorsque son ascension droite $\alpha = 0^h$, il culmine avec le point vernal à midi à $0^h$ du temps sidéral. Dans un jour sidéral le point vernal reviendra au méridien supérieur avec quatre minutes d'avance sur le Soleil qui pendant ce temps se déplacera vers l'Est par rapport au point vernal presque de $1°$ et son ascension droite sera cette fois déjà $\alpha \approx 0^h4^m$. Dans un jour sidéral encore, l'ascension droite du Soleil augmentera encore de $4^m$, c'est-à-dire midi surviendra déjà à $0^h8^m$ du temps sidéral, etc. De cette façon le temps sidéral du passage du Soleil au méridien s'accroît et le midi survient à des instants différents du jour sidéral. L'inconvénient n'est que trop évident.

## § 20. Jour solaire vrai. Temps solaire vrai

Au même méridien géographique l'intervalle de temps entre deux passages supérieurs ou inférieurs consécutifs du Soleil (plus précisément, du centre du disque solaire) s'appelle *jour solaire vrai*. Comme origine du jour solaire vrai au méridien donné on adopte le moment du passage inférieur du Soleil (*minuit vrai*).

L'intervalle de temps entre le passage inférieur du Soleil et une autre de ses positions quelconques, exprimé en fractions du jour solaire vrai (heures, minutes, secondes solaires vraies), s'appelle *temps solaire vrai* $T_\odot$.

Au méridien donné, à un instant quelconque, le temps solaire vrai $T_\odot$ est égal à l'angle horaire $t_\odot$ du Soleil, exprimé en heures, plus 12 heures, c'est-à-dire

$$T_\odot = t_\odot + 12^h. \qquad (1.18)$$

Si le Soleil se trouve au-dessus de l'horizon et n'est pas caché par des nuages, on peut toujours mesurer directement son angle horaire. Au moment de son passage supérieur (à midi vrai), $t_{\odot} = 0^h$ et, donc, le temps solaire vrai à midi est toujours 12 heures.

La mesure du temps à l'aide du jour solaire vrai est simple, mais, de même que le temps sidéral, elle présente des inconvénients pour la vie quotidienne. Il en est ainsi parce que la durée du jour solaire vrai est variable. Le retard du passage supérieur ou inférieur du Soleil par rapport au temps sidéral (cf. § 19) diffère suivant les jours

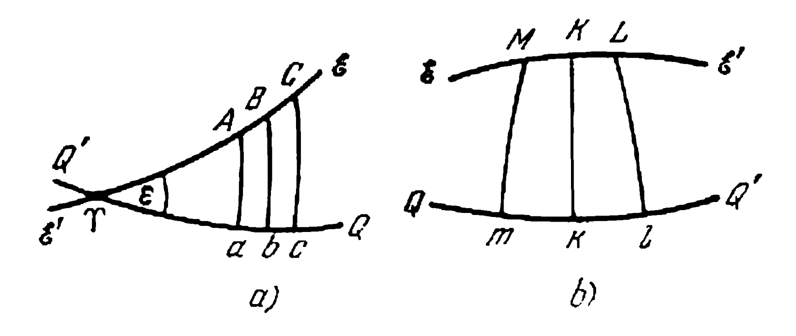



Fig. 13. Illustration de l'irrégularité du jour solaire.

de l'année. Il s'ensuit que la durée des jours solaires vrais est également différente. Elle serait constante si l'accroissement quotidien de l'ascension droite du Soleil était constant. Mais cela n'a pas lieu pour deux raisons (cf. § 16):

1) Le Soleil se déplace non pas sur l'équateur céleste mais sur l'écliptique qui fait avec l'équateur un angle important de 23°27'.

2) Le mouvement du Soleil sur l'écliptique n'est pas uniforme. D'après 1) la dureé du jour solaire vrai serait inégale même si le déplacement du Soleil sur l'écliptique était uniforme, c'est-à-dire si l'accroissement diurne de la longitude $\Delta\lambda$ était toujours le même. En effet au voisinage des équinoxes, les arcs égaux $AB = BC = \Delta\lambda$ de l'écliptique $\mathscr{E}\mathscr{E}'$ (fig. 13, *a*), projetés sur l'équateur céleste $QQ'$, donnent des accroissements $\Delta\alpha$ de l'ascension droite du Soleil (*ab*, *bc*) plus petits que les segments correspondants de l'écliptique, c'est-à-dire $\Delta\alpha < \Delta\lambda$. Près des solstices c'est l'inverse: les accroissements $\Delta\alpha$ de l'ascension droite du Soleil (*mk*, *kl*, fig. 13,*b*) sont plus grands que les segments de l'écliptique $MK = KL = \Delta\lambda$ par suite de la différence entre les cercles horaires à mesure qu'ils s'éloignent des pôles. Donc ici $\Delta\alpha > \Delta\lambda$.

Ces deux raisons font que le 22 décembre le jour solaire vrai est plus long de 50 ou 51 secondes que le 23 septembre. Cette variabilité de la durée du jour solaire vrai rend impossible son application pour les besoins de la vie quotidienne.

## § 21. Jour solaire moyen. Temps solaire moyen

Pour obtenir un jour de durée constante et associé au mouvement du Soleil, on a adopté en astronomie deux points fictifs, ceux du Soleil *écliptique moyen* et du Soleil *équatorial moyen*. Le Soleil écliptique moyen se déplace uniformément sur l'écliptique avec la vitesse moyenne du Soleil et se confond avec ce dernier à peu près le 3 janvier et le 4 juillet.

Le Soleil équatorial moyen se déplace uniformément sur l'équateur céleste à la vitesse constante du Soleil écliptique moyen et passe en même temps que lui par le point vernal.

Par conséquent, à chaque instant l'ascension droite du Soleil équatorial moyen est égale à la longitude du Soleil écliptique moyen. Quatre fois seulement par an leurs ascensions droites sont de la même valeur, notamment aux moments de leur passage aux équinoxes et au moment où le Soleil écliptique moyen passe aux solstices.

L'introduction du Soleil équatorial moyen dont l'ascension droite augmente chaque jour de la même valeur $\Delta\alpha$ rend constante la durée du jour solaire et uniformise le temps solaire vrai.

Au même méridien géographique, l'intervalle de temps entre deux passages supérieurs ou inférieurs consécutifs du Soleil s'appelle *jour solaire moyen* ou simplement *jour moyen*. La définition du Soleil équatorial moyen implique que la durée du jour solaire moyen est égale à la moyenne annuelle de la durée du jour solaire vrai.

Au méridien donné, on choisit comme le début du jour solaire moyen l'instant du passage inférieur du Soleil équatorial moyen (*minuit moyen*). Le temps entre le passage inférieur du Soleil équatorial moyen et toute autre de ses positions, exprimé en fractions du jour solaire moyen (heures, minutes, secondes moyennes), s'appelle *temps solaire moyen* ou simplement *temps moyen* $T_m$.

Au méridien donné, à un instant quelconque, le temps moyen $T_m$ est numériquement égal à l'angle horaire $t_m$ du Soleil équatorial moyen, exprimé en heures, plus 12 heures, c'est-à-dire

$$T_m = t_m + 12^h. \tag{1.19}$$

Rien ne marque dans le ciel la position du Soleil équatorial moyen, il est donc impossible de mesurer son angle horaire ; par conséquent, le temps solaire moyen s'obtient par calcul à partir du temps solaire vrai ou du temps sidéral établi par observation.

Jusqu'à 1925, dans les observations astronomiques on convenait que le jour moyen commence à l'instant du passage supérieur du Soleil moyen. Il existait donc le temps « astronomique » moyen et le temps « civil ». Dès 1925 les astronomes ont convenu de considérer que le jour moyen commence également à partir de minuit, et les termes « temps astronomique » et « temps civil » sont devenus inutiles.

## § 22. Equation du temps

La différence entre le temps moyen et le temps solaire vrai à un même instant s'appelle *équation du temps*. D'après (1.18), (1.19) et (1.15), l'équation du temps s'écrit

$$\eta = T_m - T_\odot = t_m - t_\odot = \alpha_\odot - \alpha_m. \tag{1.20}$$

Cette dernière relation entraîne

$$T_m = T_\odot + \eta, \tag{1.21}$$

c'est-à-dire le temps solaire moyen à un instant quelconque est égal au temps solaire vrai plus l'équation du temps.

Ainsi, après avoir mesuré directement l'angle horaire du Soleil $t_\odot$ on détermine d'après (1.18) le temps solaire vrai, et en connaissant

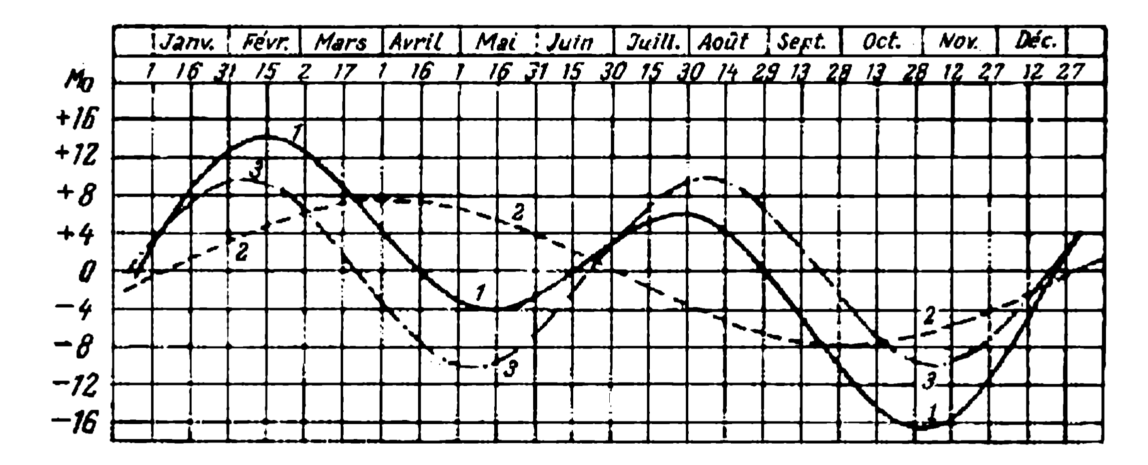



Fig. 14. Diagramme de l'équation du temps: *1* — équation du temps; *2* — équation du centre; *3* — équation de l'inclinaison de l'écliptique.

l'équation du temps $\eta$ à cet instant, on trouve d'après (1.21) le temps solaire moyen: $T_m = t_\odot + 12^{\text{h}} + \eta$.

Le Soleil équatorial moyen passant au méridien tantôt avant tantôt après le Soleil vrai, la différence de leurs angles horaires (équation du temps) est une grandeur soit positive soit négative.

L'équation du temps et ses variations pendant l'année sont matérialisées sur la figure 14 par la courbe continue. Cette courbe matérialise la somme de deux sinusoïdes, l'une à période annuelle et l'autre à période de six mois. La sinusoïde à période annuelle (courbe en pointillé) donne la différence entre le temps vrai et le temps moyen due au mouvement irrégulier du Soleil sur l'écliptique. Cette partie de l'équation du temps s'appelle *équation du centre* ou *équation de l'excentricité*. La sinusoïde à période de six mois (courbe à trait

mixte) représente la différence des temps due à l'inclinaison de l'écliptique sur l'équateur céleste; on l'appelle *équation de l'inclinaison de l'écliptique.*

L'équation du temps s'annule à peu près le 15 avril, le 14 juin, le 1-er septembre et le 24 décembre et quatre fois par an elle prend des valeurs extrémales dont les plus grandes sont celles qui ont lieu vers le 11 février ($\eta = +14^m$) et le 2 novembre ($\eta = -16^m$).

L'équation du temps peut se calculer pour un instant quelconque. Il est d'usage de la publier dans les calendriers et les annuaires astronomiques pour chaque minuit moyen du méridien de Greenwich. Mais il faut tenir compte que certains de ces ouvrages de référence entendent par équation du temps le « temps vrai moins le temps moyen » ($\eta = T_\odot - T_m$) et c'est pourquoi dans ce cas le signe de l'équation est opposé. Dans les calendriers et les annuaires on indique toujours le sens à prêter à l'équation du temps.

## § 23. Relation entre le temps solaire moyen et le temps sidéral

Les observations poursuivies pendant de nombreux siècles ont permis d'établir qu'une année tropique compte 365,2422 jours solaires moyens. On montre sans peine qu'une année tropique compte 366,2422 jours sidéraux, c'est-à-dire un de plus que de jours solaires moyens.

En effet, supposons qu'au moment de l'équinoxe de printemps d'une certaine année le Soleil équatorial moyen et le point vernal soient en culmination supérieure. Un jour sidéral plus tard, le point vernal reviendra au méridien céleste, tandis que le Soleil équatorial moyen sera en retard sur lui du fait qu'en un jour sidéral il se déplacera à l'Est sur l'équateur céleste à un degré d'arc environ. Il passera au méridien céleste après que la sphère céleste aura tourné à cet angle, ce qui nécessitera près de $4^m$, ou plus précisément $3^m56^s$. Par conséquent, le jour moyen est plus long que le jour sidéral de $3^m56^s$.

En se déplaçant chaque jour sidéral à l'Est à un arc de $3^m56^s$ (ou environ à 1°), le Soleil équatorial moyen parcourra au cours d'une année tropique tout l'équateur céleste (d'une façon analogue à une rotation apparente du Soleil sur l'écliptique) et au moment de l'équinoxe de printemps suivant se retrouvera de nouveau au point vernal. Mais à cet instant l'angle horaire du Soleil moyen et du point vernal ne sera pas nul du fait que le nombre de jours sidéraux et de jours moyens d'une année tropique n'est pas entier.

On voit aisément que quelle que soit la durée de l'année tropique, le nombre de rotations diurnes du Soleil pendant cet intervalle de temps sera d'une unité inférieur à celui de rotations diurnes du point vernal.

4—1599

Autrement dit,

365,2422 jours solaires moyens = 366,2422 jours sidéraux,
d'où

$$1 \text{ jour solaire moyen} = \frac{366,2422}{365,2422} \text{ jour sidéral,}$$

et

$$1 \text{ jour sidéral} = \frac{365,2422}{366,2422} \text{ jour solaire moyen.}$$

Le coefficient

$$K = \frac{366,2422}{365,2422} = 1,002738 \tag{1.22}$$

s'emploie pour convertir les intervalles de temps solaire moyen en intervalles de temps sidéral, et le coefficient

$$K' = \frac{365,2422}{366,2422} = 0,997270 \tag{1.23}$$

pour convertir les intervalles de temps sidéral en intervalles de temps solaire moyen. De la sorte, si l'intervalle de temps en unités solaires moyennes est $\Delta T_m$, et en unités sidérales $\Delta s$, il vient

$$\left.\begin{aligned} \Delta s &= K \cdot \Delta T_m, \\ \Delta T_m &= K' \cdot \Delta s. \end{aligned}\right\} \tag{1.24}$$

On en tire, en particulier, que

| | | |
|---|---|---|
| $24^h$ du temps solaire moyen | $= 24^h03^m56^s,555$ | du temps sidéral ; |
| $1^h$ » » » » | $= 1\ 00\ \ 09,856$ | » » » |
| $1^m$ » » » » | $= \ \ 01\ \ 00,164$ | » » » |
| $1^s$ » » » » | $= \ \ 01,003$ | » » » |
| $24^h$ du temps sidéral | $= 23^h56^m04^s,091$ | du temps solaire moyen ; |
| $1^h$ » » » | $= 59\ \ 50,170$ | » » » » |
| $1^m$ » » » | $= 59,836$ | » » » » |
| $1^s$ » » » | $= 0,997$ | » » » » |

Pour rendre plus facile le calcul, on recourt aux relations (1.24) pour composer des tableaux détaillés qui permettent de convertir rapidement les unités d'un intervalle de temps en d'autres unités.

Pour les calculs approchés, on peut admettre que le jour sidéral est plus court que le jour moyen (ou par contre, que le jour moyen est plus long que le jour sidéral) environ de $4^m$ et qu'une heure sidérale est plus courte qu'une heure moyenne (ou une heure moyenne est plus longue qu'une heure sidérale) de $10^s$. Par exemple, $5^h$ de temps moyen $\approx 5^h00^m50^s$ de temps sidéral, et $19^h$ de temps sidéral $\approx 18^h56^m50^s$ de temps moyen. Soit à un certain moment au méridien donné le temps sidéral est $s$, alors qu'au même méridien à minuit moyen précédent il était $S$. Donc, après minuit ont passé $(s - S)$ heures, minutes et secondes de temps sidéral. Exprimé en unités du temps solaire moyen cet intervalle de temps sera égal à $(s - S)\ K'$ heures, minutes, secondes du temps moyen. Or, comme à minuit moyen le temps solaire moyen est $0^h$, alors, à l'instant $s$ du temps sidéral le temps solaire moyen sera $T_m = (s - S)\ K'$.

Inversement, soit au méridien donné le temps moyen à un certain instant est $T_m$. Cela signifie qu'après minuit moyen il s'est passé $T_m$ heures, minutes, secondes de temps moyen. Cet intervalle de temps est égal à $T_m K$ heures, minutes, secondes sidérales passées depuis minuit moyen. Et si au méridien donné à minuit moyen d'une date définie le temps sidéral était $S$, à l'instant $T_m$ il sera $s = S + T_m K$.

Ainsi dans les deux cas il faut connaître le temps sidéral $S$ à minuit moyen au méridien donné.

Les annuaires astronomiques donnent le temps sidéral $S_0$ pour chaque minuit moyen du méridien de Greenwich. En connaissant $S_0$, on calcule sans peine $S$ pour tout autre méridien si l'on connaît sa longitude par rapport à Greenwich, exprimée en heures et fractions de l'heure.

En effet, puisque le jour moyen est plus long que le jour sidéral de $3^{mn}56^s,555$, alors $S_0$, de même que $S$, augmente chaque jour de $3^{mn}56^s,555$. Par conséquent, au méridien de longitude $L$ à l'Est de Greenwich, le temps sidéral à minuit moyen sera plus petit de la grandeur $L \cdot \frac{3^{mn}56^s,555}{24^h}$ du fait que minuit moyen à ce méridien survient en avance de $L^h$ sur minuit de Greenwich. Il en résulte que

$$S = S_0 - \frac{L^h}{24^h} = 3^{mn}56^s,55. \qquad (1.25)$$

(On adopte que la longitude $L$ est positive à l'Est de Greenwich). Le temps sidéral $S$ d'un minuit moyen au méridien quelconque peut s'obtenir pour des calculs approchés à 5 minutes près d'après le tableau suivant :

| Date | $S$ | Date | $S$ | Date | $S$ |
|---|---|---|---|---|---|
| Septembre 22 | $0^h$ | Janvier 21 | $8^h$ | Mai 23 | $16^h$ |
| Octobre 22 | 2 | Février 21 | 10 | Juin 22 | 18 |
| Novembre 22 | 4 | Mars 23 | 12 | Juillet 23 | 20 |
| Décembre 22 | 6 | Avril 22 | 14 | Août 22 | 22 |

Il est à noter qu'au cours d'un jour le temps sidéral avance sur le temps moyen environ de $4^m$.

## § 24. Systèmes de détermination du temps

1. Heure locale et longitude. Le temps mesuré au méridien géographique donné s'appelle *heure locale* de ce méridien. A un instant quelconque l'angle horaire du point vernal (ou

du Soleil, ou encore du Soleil moyen) est le même pour tous les points du même méridien. C'est pourquoi à un instant quelconque l'heure locale (sidérale ou solaire) est la même pour tout le méridien géographique donné.

Si la différence des longitudes géographiques de deux lieux est $\Delta L$, en un lieu situé plus à l'Est l'angle horaire de tout astre sera de $\Delta L$ plus grand que l'angle horaire de ce même astre en un lieu se trouvant plus à l'Ouest. C'est pourquoi la différence des heures locales de deux méridiens au même instant physique est égale toujours à la différence des longitudes de ces méridiens exprimée en heures (unités de temps):

$$\left.\begin{aligned} s_1 - s_2 &= L_1 - L_2, \\ T_{\odot 1} - T_{\odot 2} &= L_1 - L_2, \\ T_{m_1} - T_{m_2} &= L_1 - L_2. \end{aligned}\right\} \quad (1.26)$$

L'heure locale du méridien d'observation s'obtient directement des observations astronomiques.

2. Temps universel. Le temps solaire moyen du méridien de Greenwich (méridien origine) s'appelle *temps universel* $T_0$ ou $T.U.$

En posant dans la formule (1.26) $T_{m_2} = T.U.$ et $L_2 = 0$, $T_{m_1} = T_m$ et $L_1 = L$, on obtient:

$$T_m = T.U. + L, \quad (1.27)$$

c'est-à-dire *le temps local moyen d'un lieu à la surface terrestre est toujours égal au temps universel à cet instant plus la longitude du lieu donné exprimée en heures et considérée positive à l'Est de Greenwich.*

Dans les calendriers astronomiques, la plupart des phénomènes sont indiqués suivant le temps universel $T.U.$ Leur temps local est facile à établir d'après la formule (1.27).

3. Fuseaux horaires. Dans la vie quotidienne il est incommode d'appliquer le temps solaire moyen local de même que le temps universel. Le temps local l'est parce qu'il y a autant de systèmes de détermination de temps locaux que de méridiens géographiques, c'est-à-dire leur nombre est infini. C'est pourquoi pour définir la suite des événements ou des phénomènes enregistrés d'après le temps local il faut absolument connaître en plus des instants la différence des longitudes des méridiens auxquels lesdits événements ont eu lieu.

La suite des événements située d'après le temps universel s'établit sans difficulté mais la grande différence entre le temps universel et le temps local des méridiens éloignés du méridien de Greenwich à des distances notables rend très incommode l'utilisation du temps universel dans la vie quotidienne.

En 1884 on a proposé *le système des fuseaux horaires pour déterminer le temps moyen.* D'après ce système, le temps n'est déterminé que pour 24 méridiens géographiques principaux échelonnés en longitude exactement de 15° en 15° (ou de $1^h$ en $1^h$) à peu près au milieu de chaque *fuseau horaire*. On donne ce nom aux secteurs de la surface terrestre divisée par convention par des lignes menées du pôle Nord au pôle Sud et distantes à peu près de 7°,5 des méridiens principaux. Ces lignes ou frontières des fuseaux horaires passent exactement par les méridiens géographiques seulement en pleine mer, dans les océans et dans des lieux inhabités. Dans les autres cas elles suivent les frontières nationales, administratives, économiques ou géographiques en s'écartant de part et d'autre du méridien correspondant. Les fuseaux horaires sont numérotés de 0 à 23. Le méridien de Greenwich est choisi comme méridien origine du fuseau zéro. Le méridien principal du premier fuseau horaire se situe exactement à 15° à l'Est du méridien de Greenwich, du deuxième, à 30°, du troisième, à 45°, etc., jusqu'au 23-e fuseau horaire dont le méridien principal est de longitude Est de 345° ou de longitude Ouest de 15°.

L'heure solaire moyenne locale du méridien principal d'un fuseau horaire s'appelle l'*heure du fuseau* $T_f$ qui détermine le temps sur tout le territoire du fuseau horaire considéré.

La différence entre l'heure locale $T_m$ d'un lieu et son heure du fuseau $T_f$ s'écrit d'après la dernière équation (1.26)

$$T_m - T_f = L - f^h, \quad (1.28)$$

où $L$ est la longitude Est à partir de Greenwich, et $f^h$ le nombre entier d'heures, égal au numéro du fuseau horaire du lieu donné (longitude du méridien principal du fuseau horaire).

Les frontières des fuseaux horaires étant espacées de 7°,5 environ des méridiens principaux, la différence ($T_m - T_f$) ne peut être légèrement plus grande ou plus petite ($\pm 30^{mn}$) que pour les lieux situés à proximité des fuseaux horaires.

L'heure du fuseau considéré $f$ est liée au temps universel par la relation évidente

$$T_f = T.U. + f^h. \quad (1.29)$$

Il est aussi parfaitement clair que la différence entre les heures de deux fuseaux quelconques est un nombre entier d'heures égal à la différence des numéros de ces deux fuseaux.

4. Heure d'été. Pour réduire le débit de l'énergie électrique utilisée pour l'éclairage des entreprises et des locaux d'habitation et pour mettre à profit la lumière du jour en été, de nombreux pays ont avancé le temps d'une heure sur l'heure du fuseau.

Cette opération s'effectue suivant un arrêté spécial du gouvernement soit pour la période d'été (« heure d'été »), soit pour toute l'année (« heure décrétée »). La relation entre l'heure décrétée $T_d$

d'un lieu, le temps du fuseau $T_f$, le temps solaire local moyen $T_m$ et le temps universel $T.U.$ est donnée par les expressions suivantes :

$$\left.\begin{aligned} T_d &= T_f + 1^h, \\ T_d &= T.U. + f^h + 1^h, \\ T_d &= T_m - L^h + f^h + 1^h. \end{aligned}\right\} \quad (1.30)$$

Depuis octobre 1967, la Grande Bretagne a également adopté le système de l'heure décrétée. En se trouvant dans le fuseau origine, elle vit d'après le premier fuseau horaire. En Grande Bretagne ce temps est dit heure de Londres ; elle avance d'une heure sur l'heure moyenne (universelle) de Greenwich.

Dans la vie quotidienne l'heure décrétée ou l'heure du fuseau d'un lieu est souvent appelée heure « locale » de ce lieu ; il ne faut pas la confondre avec la notion astronomique du temps local dont nous avons parlé au début de ce paragraphe.

## § 25. Calendrier

Le système de mesure de longs intervalles de temps s'appelle *calendrier.* Au cours de l'histoire séculaire de l'humanité il a existé un grand nombre de divers systèmes de calendriers. Mais tous ces systèmes peuvent être rangés en trois grands groupes : *calendriers solaires, lunaires et luni-solaires.* A la base des calendriers solaires il y a la durée de l'année tropique, les calendriers lunaires ont à leur base la durée de la lunaison ou du mois synodique[1]), et les calendriers luni-solaires appliquent ces deux périodes ensemble.

Le calendrier moderne adopté par la grande majorité des pays est un calendrier solaire.

L'exemple d'un calendrier lunaire est fourni par le calendrier musulman dont l'année lunaire se compose de 12 mois lunaires et compte 354 ou 355 jours solaires moyens.

Le calendrier luni-solaire israélite compte tantôt 12 mois (354 jours), tantôt 13 mois (384 jours). D'autre part il y a des années où les jours « font défaut » (353 et 383 jours) et où les jours « sont en excédent » (355 et 385 jours).

L'unité de temps principale des calendriers solaires est, comme nous l'avons déjà dit, l'année tropique. Sa durée en jours solaires moyens est de 365,2422 ($365^j5^h48^m46^s$).

Pour composer un calendrier solaire, il faut respecter deux conditions :

1) la moyenne de quelques années doit différer le moins possible de la durée d'une année tropique ;

---

[1]) L'intervalle de temps entre les phases homologues de la Lune.

2) le nombre de jours de l'année doit être un entier, parce qu'il serait incommode si une année commence par la nuit, l'autre par le jour, la troisième par le soir, etc.

Dans le calendrier julien (ancien style), établi par l'astronome d'Alexandrie Sosigène et introduit par Jules César en 46 avant notre ère, ces conditions étaient remplies en observant cette règle bien simple : trois années de suite la durée de l'année est de 365 jours solaires moyens, la quatrième année en compte 366.

Les années de 365 jours sont dites *simples*, celles qui comptent 366 jours s'appellent *bissextiles*. Dans le calendrier julien, les années bissextiles sont celles dont les numéros d'ordre sont multipliés de quatre. Le mois de février d'une année bissextile compte 29 jours, et celui d'une année simple n'en compte que 28.

Ainsi une année julienne compte en une moyenne de quatre ans 365,25 jours solaires moyens, c'est-à-dire elle est plus longue de 0,0078 jour qu'une année tropique.

Si l'on compte d'après le calendrier julien, on aura après 128 ans par rapport aux années tropiques un écart d'un jour et après 400 ans, de trois jours (par exemple, d'après le calendrier julien, dans 400 ans l'équinoxe de printemps surviendra trois jours plus tôt qu'aujourd'hui). Cet écart n'a aucune importance pratique et pendant 16 siècles tous les pays civilisés utilisaient le calendrier julien.

Le calendrier grégorien (nouveau style) est apparu à la suite de la réforme du calendrier julien entreprise en 1582 par le pape Grégoire XIII guidé par des motifs religieux.

Le fait est que l'écart peu important cité plus haut du calendrier julien par rapport à l'année tropique s'est avéré gênant pour la chronologie chrétienne. D'après l'Eglise chrétienne, la fête de Pâques devait avoir lieu le premier dimanche après la pleine lune, c'est-à-dire la première pleine lune après l'équinoxe de printemps. L'année où ce jour a été fixé par le concile de Nicée (325 de notre ère), l'équinoxe de printemps, d'après le calendrier julien, tombait le 21 mars. En 1582, c'est-à-dire 1257 ans après, l'équinoxe de printemps avait déjà lieu le 11 mars. Cette avance d'un jour par 128 ans de l'équinoxe de printemps apportait une confusion dans la détermination de la fête de Pâques et d'autres fêtes chrétiennes. La réforme du calendrier réalisée d'après le projet de l'astronome et mathématicien italien Luigi Lilio Ghiraldi (Aloysius Lilius) prévoyait d'abord de remettre la date du 21 mars au jour de l'équinoxe de printemps, et puis de changer la règle de compte des années simples et bissextiles pour réduire l'écart par rapport aux années tropiques. C'est pourquoi la bulle du pape Grégoire XIII comportait les deux points suivants :

1) considérer que le jour qui suit le 4 octobre 1582 est non pas le 5, mais le 15 octobre ;

2) ne pas considérer désormais comme bissextiles celles des années séculaires dont le millésime n'est pas divisible sans reste par 4 (1700, 1800, 1900, 2100, etc.).

Le premier point de cette bulle éliminait l'écart du calendrier julien par rapport aux années tropiques qui depuis 325 faisait déjà dix jours, et l'année suivante l'équinoxe de printemps survenait de nouveau le 21 mars.

Le deuxième point fixait la moyenne de l'année en 400 ans à 365,2425 jours solaires moyens. De cette façon l'année moyenne ne dépassait que de 0,0003 jour l'année tropique et la différence d'un jour entre le calendrier grégorien et l'année tropique n'aura lieu que dans 3300 ans. C'est pourquoi le perfectionnement ultérieur du calendrier grégorien n'a aucun sens.

Dans la grande majorité des pays de l'Europe le calendrier grégorien a été introduit aux XVI$^e$ et XVII$^e$ siècles. En Russie on l'a adopté seulement en 1918. C'est l'année où d'après un arrêté du gouvernement soviétique on a commencé à compter 14 février au lieu de 1$^{er}$ février, l'écart entre le calendrier julien et l'année tropique faisant déjà 13 jours vers 1918. Cette différence de 13 jours demeurera jusqu'au 15 février 2100 du calendrier julien ou jusqu'au 28 février 2100 du calendrier grégorien. Après cette date elle augmentera d'un jour pour devenir égale à 14 jours.

Le début de l'année (*Nouvel An*) est une notion conventionnelle. Autrefois, dans certains pays le Nouvel An tombait le 25 mars, le 25 décembre ou d'autres jours encore. En Russie, jusqu'au XV$^e$ siècle on cosidérait comme le premier jour de l'année le 1$^{er}$ mars et du XV$^e$ siècle jusqu'à 1700, le 1$^{er}$ septembre. Ce n'est qu'avec le temps qu'on a adopté le premier janvier comme jour de Nouvel An, de même que lors de l'introduction du calendrier julien en 46 avant notre ère.

Le moment à partir duquel on commence le compte des années, c'est-à-dire l'établissement d'une *ère*, est aussi adopté par convention. Il existait autrefois jusqu'à 200 ères différentes associées soit aux événements réels (intronisation des monarques, guerres, olympiades), soit aux événements légendaires (fondation de Rome), mais le plus souvent aux événements réligieux (« création du monde », « déluge universel», etc.).

En 525 de notre ère le moine savant Denys le Petit a proposé de choisir le jour de la naissance de Jésus Christ pour la date à partir de laquelle on doit compter les années.

Sans aucune preuve à l'appui il a déclaré que Jésus Christ est né il y avait 532 ans et c'est pourquoi les années suivantes devraient être numérotées 533, 534, 535 « après Jésus Christ ». Ainsi notre ère est aussi conventionnelle que l'ère de la « création du monde ». Quant au Denys le Petit il a choisi l'année 532 parce qu'après cette période la fête de Pâques tombe aux mêmes dates. En effet, 532 =

$=4\times7\times19$, où 4 est la période des années bissextiles; 7, le nombre de jours de la semaine et 19, le nombre d'années après lequel les phases de la Lune reviennent aux mêmes dates (*cycle de Méton*).

Le choix de douze mois pour l'année et de sept jours pour la semaine bien que cela ait une justification astronomique, est au fond tout conventionnel et se conserve jusqu'à présent par tradition.

On peut imaginer (et on a imaginé réellement) des systèmes plus précis que le calendrier grégorien. Mais comme ce dernier est suffisamment précis nul besoin n'est de changer la durée moyenne de l'année (c'est-à-dire les règles qui régissent le compte des années bissextiles). Il serait souhaitable seulement de réviser la distribution des jours suivant les mois. Dans le calendrier grégorien la durée des mois varie de 28 à 31 jours. Ceci est très incommode de même que les durées inégales des trimestres de l'année.

Il existe plusieurs projets de réforme du calendrier grégorien qui éliminent ou atténuent ces inconvénients. L'un d'eux, le plus simple apparemment, consiste à prévoir pour tous les trimestres la même durée de 13 semaines (91 jours). Le premier mois de chaque trimestre comptera 31 jours, les deux autres, 30 jours. De cette façon, chaque trimestre (et chaque année) commencera le même jour de la semaine.

Mais comme quatre trimestres de 91 jours font 364 jours, alors que l'année doit compter 365 ou 366 jours (année bissextile), on intercale entre le 30 décembre et le 1er janvier un jour qui ne comptera pas dans les mois et les semaines, le jour férié international du Nouvel An. L'année bissextile on ajoute encore un tel jour férié après le 30 juin.

Toutefois un nouveau calendrier ne peut être adopté que par décision à l'échelle internationale.

## § 26. Jours de la période julienne

En retranchant de la date d'un événement la date d'un autre événement qui avait eu lieu antérieurement, les deux dates étant données dans la même chronologie, on peut calculer le nombre de jours passés entre ces deux événements. Il faut tenir compte seulement du nombre d'années bissextiles; lorsqu'il s'agit de grands intervalles de temps, les calculs peuvent présenter certains inconvénients et causer des erreurs. C'est pourquoi en astronomie (par exemple, pour l'étude des étoiles variables) il est plus commode de se servir de la *période julienne*. On donne ce nom aux jours comptés à partir du 1er janvier 4713 avant notre ère.

On considère que chaque jour de la période julienne commence à midi moyen de Greenwich. Les annuaires astronomiques ou les tableaux spéciaux donnent les nombres entiers de jours juliens depuis la date à partir de laquelle ils se comptent jusqu'au midi moyen de Greenwich de la date définie. Par exemple, le midi moyen

de Greenwich du 1[er] janvier 1974 se traduit par le nombre de 2 442 049 jours juliens, et minuit moyen de Greenwich de cette même date, par 2 442 048,5 jours juliens.

Le début du compte des jours juliens est conventionnel, il a été proposé au XVI[e] siècle par Joseph Scaliger comme origine d'une grande période de 7980 ans qui est le produit de trois périodes plus petites :

1) période de 28 ans après laquelle la distribution des jours de la semaine suivant les jours de l'année se répète ;

2) période de 19 ans (cycle de Méton) ;

3) période de 15 ans appliquée par le fisc romain.

En partant de la numérotation des années de ces trois périodes appliquée à son époque, Scaliger a calculé que les premiers numéros de ces trois cycles tombaient au 1[er] janvier 4713 avant notre ère.

La période de 7980 ans a été appelée par Scaliger « julienne » du nom de son père Jules.

## § 27. Ligne de changement de date

En comptant le temps par jours de calendrier il faut convenir où (à quel méridien) commence la nouvelle date (le jour du mois).

D'après la convention internationale la *ligne de changement de date* (ligne de démarcation) passe dans sa plus grande partie par le méridien distant de 180° de Greenwich et s'écartant de ce méridien à l'Ouest dans la région de l'île Wrangel et des îles Aléoutiennes, et à l'Est dans la région du point extrême de l'Asie, les îles Fidji, Samoa, Tongatabu, Kermadec et Chatham.

A l'Ouest de la ligne de changement de date, le jour du mois est toujours d'une unité plus grande qu'à l'Est de cette ligne. C'est pourquoi en passant par cette ligne de l'Ouest à l'Est il faut diminuer de un la date et en la passant de l'Est à l'Ouest, l'augmenter de un. Par exemple, si un navire passe par la ligne de changement de date le 8 novembre en allant de l'Ouest à l'Est, après minuit, la date sur le navire doit rester la même, c'est-à-dire le 8 novembre. Inversement, si le navire coupe cette ligne le 8 novembre dans le sens de l'Est à l'Ouest, à minuit il faut changer la date pour le 10 novembre, alors que sur le navire la date du 9 novembre n'existera pas.

L'observation de cette règle élimine l'erreur dans le compte des jours commise pour la première fois au XVI[e] siècle par les membres de l'expédition de Magellan qui rentrés chez eux ont découvert que dans leur compte des jours et des dates ils se sont trompés d'un jour.

## § 28. Triangle sphérique et formules principales de la trigonométrie sphérique

La résolution de nombreux problèmes d'astronomie relatifs aux positions et aux mouvements apparents des astres se ramène à la résolution des *triangles sphériques*.

On appelle triangle sphérique la figure $ABC$ à la surface d'une sphère, formée par les arcs de trois grands cercles (fig. 15).

On appelle angles d'un triangle sphérique les dièdres compris entre les plans des grands cercles qui forment les côtés du triangle sphérique. Ces angles sont mesurés par des angles plans aux sommets du triangle entre les tangentes à ses côtés.

On étudie généralement les triangles aux angles et côtés inférieurs à 180°. La somme des angles de ces triangles sphériques est toujours supérieure à 180° mais inférieure à 540°, et la somme des côtés est toujours inférieure à 360°. La différence entre la somme des trois angles d'un triangle sphérique et 180° s'appelle excès sphérique $\sigma$, c'est-à-dire

$$\sigma = \angle A + \angle B + \angle C - 180°.$$

La surface $s$ d'un triangle sphérique s'écrit

$$s = \sigma \frac{\pi R^2}{180°},$$

où $R$ est le rayon de la sphère à la surface de laquelle est formé le triangle.

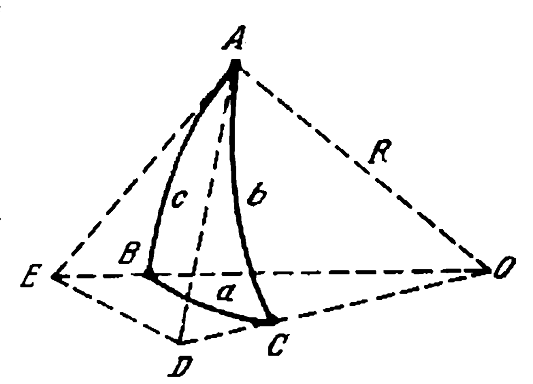


Fig. 15. Triangle sphérique.

Ainsi, les propriétés d'un triangle sphérique diffèrent de celles d'un triangle plan et les formules de la trigonométrie plane ne lui conviennent pas.

Prenons le triangle sphérique $ABC$ (fig. 15) sur une sphère de rayon $R$ et de centre $O$.

Menons du sommet $A$ des tangentes $AD$ et $AE$ aux côtés $b$ et $c$ jusqu'à leur intersection avec le prolongement des rayons $OC$ et $OB$ dans le même plan que la tangente correspondante. En reliant par une droite les points d'intersection $D$ et $E$, on obtient deux triangles acutangles plans $ADE$ et $ODE$ ayant un côté commun $DE$. En appliquant à ces triangles les théorèmes de la géométrie élémentaire, on a

$$DE^2 = OD^2 + OE^2 - 2OD \cdot OE \cdot \cos a,$$

$$DE^2 = AD^2 + AE^2 - 2AD \cdot AE \cdot \cos A.$$

Retranchons la deuxième égalité de la première pour obtenir

$$2OD \cdot OE \cdot \cos a = OD^2 - AD^2 + OE^2 - AE^2 + \\ + 2AD \cdot AE \cdot \cos A. \quad (1.31)$$

Les triangles rectangles plans $OAE$ et $OAD$ entraînent

$$OD^2 - AD^2 = R^2; \qquad OE^2 - AE^2 = R^2;$$
$$AD = R \operatorname{tg} b; \qquad AE = R \operatorname{tg} c;$$
$$OD = \frac{R}{\cos b}; \qquad OE = \frac{R}{\cos c}.$$

En portant ces relations dans la formule (1.31) et en réalisant les réductions et les transformations nécessaires, on obtient

$$\cos a = \cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A, \tag{1.32}$$

c'est-à-dire le cosinus d'un côté du triangle sphérique est égal au produit des cosinus des deux autres de ses côtés plus le produit des sinus de ces mêmes côtés par le cosinus de l'angle compris entre ces côtés.

La formule (1.32) peut s'écrire pour tout côté d'un triangle. Ecrivons-là, par exemple, pour le côté $b$:

$$\cos b = \cos c \cos a + \sin c \sin a \cos B,$$

et en y portant $\cos a$ de la formule (1.32), tirons

$$\cos b = \cos c\,(\cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A) + \\ + \sin c \sin a \cos B.$$

En ouvrant les parenthèses et en portant le premier terme du second membre dans le premier membre, on a

$$\cos b\,(1 - \cos^2 c) = \sin b \sin c \cos c \cos A + \sin c \sin a \cos B.$$

En remplaçant $(1 - \cos^2 c)$ par $\sin^2 c$ et en réduisant le tout par $\sin c$, on obtient finalement

$$\sin a \cos B = \sin c \cos b - \cos c \sin b \cos A, \tag{1.33}$$

c'est-à-dire le produit du sinus d'un côté par le cosinus de l'angle adjacent est égal au produit du sinus de l'autre côté, délimitant l'angle adjacent, par le cosinus du troisième côté moins le produit du cosinus du côté, délimitant l'angle adjacent, par le sinus du troisième côté et le cosinus de l'angle opposé au premier côté.

La formule (1.33) s'appelle formule de cinq éléments. Par analogie, on peut l'écrire également pour les produits $\sin a \cos C$, $\sin b \cos A$, $\sin b \cos C$, $\sin c \cos A$ et $\sin c \cos B$.

Résolvons maintenant l'égalité (1.32) par rapport à $\cos A$

$$\cos A = \frac{\cos a - \cos b \cos c}{\sin b \sin c}.$$

En élevant au carré les deux membres de cette égalité et en les retranchant de 1, on obtient

$$1 - \cos^2 A = \frac{\sin^2 b \sin^2 c - (\cos a - \cos b \cos c)^2}{\sin^2 b \sin^2 c}$$

ou

$$\sin^2 A = \frac{(1-\cos^2 b)(1-\cos^2 c)-(\cos a-\cos b\cos c)^2}{\sin^2 b\sin^2 c}.$$

En ouvrant les parenthèses et en divisant les deux membres de cette expression par $\sin^2 a$, on obtient

$$\frac{\sin^2 A}{\sin^2 a} = \frac{1-\cos^2 a-\cos^2 b-\cos^2 c+2\cos a\cos b\cos c}{\sin^2 a\sin^2 b\sin^2 c}.$$

L'expression obtenue est absolument symétrique par rapport à $a$, $b$, $c$, et donc, on peut écrire d'une façon analogue

$$\frac{\sin^2 B}{\sin^2 b} = \frac{1-\cos^2 a-\cos^2 b-\cos^2 c+2\cos a\cos b\cos c}{\sin^2 a\sin^2 b\sin^2 c},$$

$$\frac{\sin^2 C}{\sin^2 c} = \frac{1-\cos^2 a-\cos^2 b-\cos^2 c+2\cos a\cos b\cos c}{\sin^2 a\sin^2 b\sin^2 c},$$

d'où

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\sin a}{\sin A} = \frac{\sin b}{\sin B} = \frac{\sin c}{\sin C} = \text{const} \\ \text{ou} \quad &\frac{\sin a}{\sin b} = \frac{\sin A}{\sin B}, \end{aligned}\right\} \qquad (1.34)$$

c'est-à-dire les sinus des côtés du triangle sphérique sont proportionnels aux sinus des angles opposés; ou la relation entre le sinus d'un côté du triangle sphérique et le sinus de l'angle opposé est constante.

Les trois relations (1.32), (1.33) et (1.34) entre les côtés et les angles d'un triangle sphérique sont les relations principales; on peut en déduire plusieurs autres formules de la trigonométrie sphérique. Nous allons nous borner à la seule formule du triangle rectangle sphérique. Posons $A = 90°$; alors $\sin A = 1$, $\cos A = 0$, et la formule (1.33) s'écrit

$$\sin a\cos B = \sin c\cos b.$$

En divisant les deux membres de cette égalité par $\sin b$ et en remplaçant $\frac{\sin a}{\sin b}$ par $\frac{\sin A}{\sin B} = \frac{1}{\sin B}$, on a d'après (1.34):

$$\operatorname{cotg} B = \sin c \operatorname{cotg} b$$

ou

$$\frac{\operatorname{tg} b}{\operatorname{tg} B} = \sin c, \qquad (1.35)$$

c'est-à-dire la relation entre la tangente d'un côté du triangle rectangle sphérique et la tangente de l'angle opposé est égale au sinus de l'autre côté.

## § 29. Triangle parallactique et changement des coordonnées

On appelle *triangle parallactique* le triangle de la sphère céleste formé par l'intersection du méridien céleste, du vertical et du cercle horaire de l'astre. Les sommets sont le pôle céleste $P$, le zénith $Z$ et l'astre $M$.

Si l'astre $M$ se trouve dans la partie occidentale de la sphère céleste (fig. 16), le côté $ZP$ (l'arc du méridien céleste) est de $90° - \varphi$, où $\varphi$ est la latitude du lieu d'observation ; le côté $ZM$ (arc du vertical) est égal à la distance zénithale de l'astre $z = 90° - h$, où $h$ est la

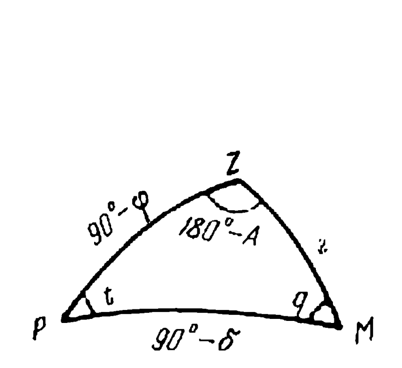



Fig. 16. Triangle parallactique.

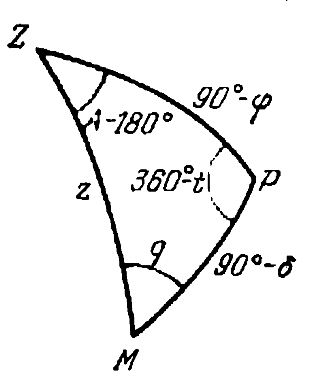



Fig. 17. Triangle parallactique.

hauteur de l'astre ; le côté $PM$ (arc du cercle horaire) est égal à la distance polaire de l'astre $p = 90° - \delta$, où $\delta$ est la déclinaison de l'astre ; l'angle $PZM = 180° - A$, où $A$ est l'azimut de l'astre ; l'angle $ZPM = t$, c'est-à-dire à l'angle horaire de l'astre ; l'angle $PMZ = q$ s'appelle *angle parallactique* ou *parallaxe* tout court.

Si l'astre se trouve dans la partie orientale de la sphère céleste (fig. 17), les valeurs des côtés du triangle parallactique sont les mêmes que dans le cas de la partie occidentale mais les valeurs des angles aux sommets $Z$ et $P$ sont autres et, notamment, l'angle $PZM = A - 180°$ et l'angle $ZPM = 360° - t$.

La forme du triangle parallactique d'un même astre dépend de la latitude $\varphi$ du lieu d'observation (de la position réciproque de $P$ et de $Z$) et de l'instant d'observation, c'est-à-dire de l'angle horaire $t$.

En appliquant les formules principales de la trigonométrie sphérique au triangle parallactique (fig. 16) et en considérant le côté $PM$ et l'angle $t$ comme éléments de départ, on a

$$\cos(90° - \delta) = \cos(90° - \varphi)\cos z + \sin(90° - \varphi) \times$$
$$\times \sin z \cos(180° - A),$$
$$\sin(90° - \delta)\sin t = \sin z \sin(180° - A),$$
$$\sin(90° - \delta)\cos t = \sin(90° - \varphi)\cos z - \cos(90° - \varphi) \times$$
$$\times \sin z \cos(180° - A)$$

ou

$$\left.\begin{aligned} \sin\delta &= \sin\varphi\cos z - \cos\varphi\sin z\cos A, \\ \cos\delta\sin t &= \sin z\sin A, \\ \cos\delta\cos t &= \cos\varphi\cos z + \sin\varphi\sin z\cos A. \end{aligned}\right\} \quad (1.36)$$

Les formules (1.36) s'emploient pour calculer la déclinaison $\delta$ de l'astre et son angle horaire $t$ (et, puis, l'ascension droite $\alpha = s - t$) d'après la distance zénithale $z$ et l'azimut $A$, mesurés ou connus, à l'instant $s$ du temps sidéral. Autrement dit, elles servent pour passer des coordonnées horizontales de l'astre à ses coordonnées équatoriales.

Si l'on prend comme initiaux le côté $ZM$ et l'angle $180° - A$, les formules principales appliquées au triangle parallactique s'écrivent sous la forme suivante

$$\begin{gathered} \cos z = \cos(90° - \varphi)\cos(90° - \delta) + \\ + \sin(90° - \varphi)\sin(90° - \delta)\cos t, \\ \sin z\sin(180° - A) = \sin(90° - \delta)\sin t, \\ \sin z\cos(180° - A) = \sin(90° - \varphi)\cos(90° - \delta) - \\ - \cos(90° - \varphi)\sin(90° - \delta)\cos t \end{gathered}$$

ou

$$\left.\begin{aligned} \cos z &= \sin\varphi\sin\delta + \cos\varphi\cos\delta\cos t, \\ \sin z\sin A &= \cos\delta\sin t, \\ \sin z\cos A &= -\cos\varphi\sin\delta + \sin\varphi\cos\delta\cos t. \end{aligned}\right\} \quad (1.37)$$

Les formules (1.37) s'emploient pour calculer la distance zénithale $z$ et l'azimut $A$ de l'astre (pour un instant quelconque du temps sidéral $s$ et pour toute latitude $\varphi$) d'après la déclinaison $\delta$ connue et l'angle horaire $t = s - \alpha$. Autrement dit, elles servent pour passer des coordonnées équatoriales de l'astre à ses coordonnées horizontales.

Par ailleurs, les formules (1.36) et (1.37) s'emploient pour calculer les instants du lever et du coucher des astres, leurs azimuts à ces instants, ainsi que pour résoudre deux problèmes d'importance capitale en astronomie pratique que sont la détermination de la latitude géographique $\varphi$ du lieu d'observation et la détermination du temps sidéral local $s$.

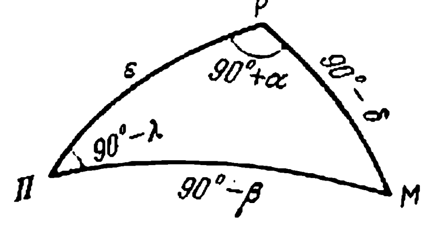



Fig. 18. Triangle sphérique liant le pôle céleste au pôle de l'écliptique.

Pour passer des coordonnées équatoriales de l'astre ($\alpha$ et $\delta$) aux coordonnées écliptiques ($\lambda$ et $\beta$) et inversement on recourt à des for-

mules analogues aux formules (1.36) et (1.37). Seulement dans ce cas les formules principales du § 28 doivent être appliquées au triangle sphérique de la sphère céleste aux sommets constitués par le pôle céleste $P$, le pôle de l'écliptique $\Pi$ et l'astre $M$, alors que les valeurs des côtés et des angles sont celles indiquées sur la figure 18.

## § 30. Réfraction

En toute rigueur, la position apparente d'un astre diffère de celle obtenue par calcul théorique. Il en est ainsi parce que les rayons lumineux émis par le corps céleste, avant d'atteindre l'œil de l'observateur, passent par l'atmosphère terrestre dans laquelle ils se réfractent, et comme la densité de l'atmosphère augmente à mesure qu'on s'approche de la surface terrestre, le rayon lumineux (fig. 19) s'écarte de plus en plus dans le même sens suivant une ligne courbe, de façon que la direction $OM_1$ dans laquelle l'observateur voit l'astre, se trouve déplacée dans le sens du zénith et ne correspond plus à la direction $OM_2$ (parallèle à $BM$) dans laquelle il le verrait en l'absence de l'atmosphère.

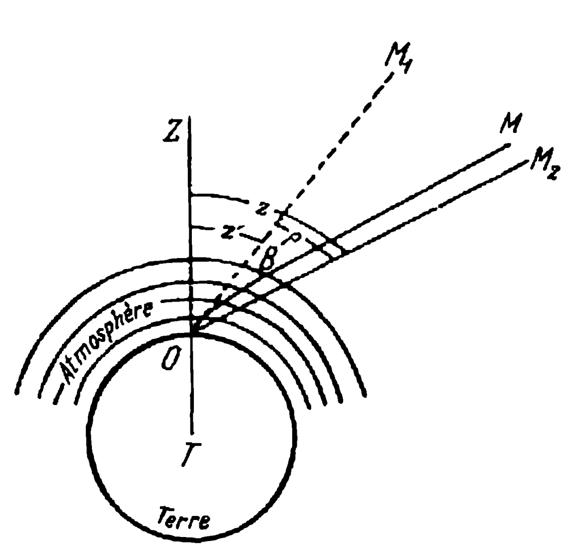


Fig. 19. Réfraction astronomique.

Le phénomène qui conditionne cette déviation s'appelle *réfraction astronomique*.

On appelle l'angle $M_1OM_2$ *angle de réfraction* ou *réfraction* $\rho$ tout court.

L'angle $ZOM_1$ s'appelle distance zénithale *apparente* $z'$ de l'astre, et l'angle $ZOM_2$, distance zénithale *vraie* $z$.

On tire directement de la figure 19 que

$$z - z' = \rho \quad \text{ou} \quad z = z' + \rho,$$

c'est-à-dire que la distance zénithale vraie de l'astre est plus grande que sa distance apparente de la grandeur de la réfraction $\rho$.

La réfraction donne l'impression de relever l'astre au-dessus de l'horizon.

D'après les lois de réfraction de la lumière, le rayon incident et le rayon réfracté reposent dans le même plan. Par conséquent, la trajectoire du rayon $MBO$ et les directions $OM_2$ et $OM_1$ reposent également dans le même plan vertical. C'est pourquoi la réfraction ne change pas l'azimut de l'astre et, de plus, elle est nulle si l'astre est au zénith.

Si l'astre est au méridien supérieur ou inférieur, la réfraction ne change que sa déclinaison, ce changement étant de la même valeur que celui de la distance zénithale, du fait que dans ce cas les plans de son cercle horaire et de son vertical coïncident. Dans les autres cas, où ces plans se coupent sous un certain angle, la réfraction modifie aussi bien la déclinaison que l'ascension droite.

La théorie de la réfraction est très compliquée et on l'étudie dans des cours spéciaux. La réfraction dépend non seulement de la hauteur de l'astre au-dessus de l'horizon mais aussi de l'état de l'atmosphère, de sa densité surtout, qui elle-même est fonction de la température et de la pression. Sous une pression de $B$ mm de la colonne de mercure et une température $t$ °C, la valeur approchée de la réfraction

$$\rho = 60'',25 \frac{B}{760} \cdot \frac{273°}{273° + t°} \operatorname{tg} z'. \qquad (1.38)$$

Par conséquent, à la température de 0 °C et la pression de 760 mm la réfraction

$$\rho = 60'',25 \operatorname{tg} z'. \qquad (1.39)$$

Les formules (1.38) et (1.39) s'emploient pour le calcul de la réfraction lorsque la distance zénithale apparente $z' < 70°$. Pour $z' > 70°$, les formules (1.38) et (1.39) donnent une erreur dépassant 1 ″, qui croît à l'infini à mesure qu'on s'approche de l'horizon, alors que la valeur réelle de la réfraction à l'horizon est d'environ 35′. Par suite, pour les distances zénithales $z' > 70°$, la réfraction se détermine en cumulant la théorie et les observations spéciales.

La réfraction conditionne le changement de la forme apparente des disques solaire et lunaire aux moments de leur lever et de leur coucher. La réfraction des bords inférieurs des disques près de l'horizon est de 6′ plus grande que celle des bords supérieurs, et comme la réfraction ne modifie pas les dimensions horizontales, les disques du Soleil et de la Lune prennent une forme ovale.

## § 31. Parallaxe diurne

Les coordonnées des corps célestes, déterminées d'après les observations réalisées à partir de la surface terrestre, sont dites *topocentriques*. Les coordonnées topocentriques d'un même astre au même instant sont en général différentes pour les différents points du globe. Cette différence n'est valable que pour les corps du Système solaire, et pour les étoiles inférieures à 0 ″,00004 elle n'existe pratiquement pas. Parmi la multitude des directions dans lesquelles on voit l'astre de différents points de la surface terrestre, la direction principale est celle qui est issue du centre de la Terre. Elle donne la position *géocentrique* de l'astre et détermine ses coordonnées *géocentriques*.

La différence des directions suivant lesquelles l'astre $M'$ serait visible du centre de la Terre et d'un point quelconque à sa surface s'appelle *parallaxe diurne* (fig. 20). Autrement dit, la parallaxe diurne est l'angle $p'$ sous lequel on voit de l'astre le rayon de la Terre au lieu d'observation.

La parallaxe de l'astre au zénith à l'instant d'observation est nulle. Si l'astre $M$ est observé à l'horizon, sa parallaxe diurne est maximale, on l'appelle alors *parallaxe horizontale* $p$.

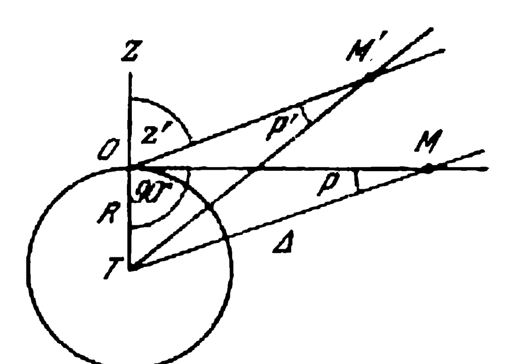


Fig. 20. Parallaxe diurne.

La relation entre les côtés et les angles des triangles $TOM'$ et $TOM$ (fig. 20) amène

$$\frac{R}{\Delta} = \frac{\sin p'}{\sin z'} \quad \text{et} \quad \frac{R}{\Delta} = \sin p.$$

On en tire

$$\sin p' = \sin p \sin z'.$$

La parallaxe horizontale de tous les corps du Système solaire est très petite (pour la Lune elle est en moyenne $p = 57'$ ; pour le Soleil, $p = 8'',79$ ; pour les planètes, elle est inférieure à $1'$).

Les sinus des angles $p$ et $p'$ dans la dernière formule peuvent donc être remplacés par les angles eux-mêmes, ce qui permet d'écrire

$$p' = p \sin z'. \tag{1.40}$$

La parallaxe diurne fait que l'astre semble être plus bas sur l'horizon qu'il le serait s'il était observé à partir du centre de la Terre ; de plus, l'effet produit par la parallaxe sur la hauteur de l'astre est proportionnel au sinus de la distance zénithale, et sa valeur maximale est égale à la parallaxe horizontale $p$.

La forme de la Terre étant celle d'un sphéroïde, pour éliminer les divergences éventuelles dans la détermination des parallaxes horizontales il faut calculer leurs valeurs pour un rayon bien défini de la Terre. On a choisi comme tel le rayon équatorial $R_0 = 6\,378$ km ; les parallaxes horizontales calculées pour ce rayon s'appellent *parallaxes horizontales équatoriales* $p_0$. Ce sont ces parallaxes précisément qui sont données dans tous les ouvrages de référence.

### § 32. Calcul des moments et des azimuts du lever et du coucher des astres

L'angle horaire d'un astre est déterminé par la première formule de (1.37) :

$$\cos t = \frac{\cos z - \sin \varphi \sin \delta}{\cos \varphi \cos \delta}. \tag{1.41}$$

Si un point quelconque de la voûte céleste se lève ou se couche il se trouve à l'horizon et, par conséquent, sa distance zénithale apparente $z'_{90} = 90°$. Par suite de la réfraction (cf. § 30), sa distance zénithale vraie $z$ sera à cet instant plus grande que la distance apparente de la valeur $\rho = 35'$. La parallaxe diurne rapproche l'astre de l'horizon (cf. § 31), c'est-à-dire augmente la distance zénithale apparente $z'$ à la valeur de la parallaxe horizontale $p$. Par conséquent, la distance zénithale vraie du point à l'instant de son lever ou de son coucher $z = z' + \rho_{90} - p = 90° + \rho_{90} - p$.

En outre, pour le Soleil et la Lune dont les dimensions sont perceptibles, les coordonnées sont associées au centre de leur disque apparent, et le moment de lever ou de coucher de ces astres est celui où à l'horizon apparaît ou disparaît le point supérieur du bord de leur disque. Par conséquent, la distance zénithale vraie du centre du disque de ces astres au moment de leur lever ou coucher est plus grande que la distance zénithale du point supérieur du bord du disque à la grandeur du rayon angulaire apparent $R$ du disque. (Les rayons angulaires apparents du Soleil et de la Lune sont à peu près égaux et valent environ 16'.)

Ainsi, pour le calcul de l'angle horaire d'un astre au moment de son lever ou de son coucher, dans le cas le plus général, dans la formule (1.41), $z = 90° + \rho_{90} - p + R$, et cette formule s'écrit alors

$$\cos t = \frac{\cos(90° + \rho_{90} - p + R) - \sin\varphi \sin\delta}{\cos\varphi \cos\delta}. \qquad (1.42)$$

D'après la formule (1.42), les angles horaires du lever et du coucher se calculent seulement pour la Lune. Dans ce cas $R_☾ = 16'$, $p_☾ = 57'$ et $\rho_{90} = 35'$; et la formule (1.42) devient

$$\cos t_☾ = \frac{\cos 89°54' - \sin\varphi \sin\delta_☾}{\cos\varphi \cos\delta_☾}.$$

Pour calculer les angles horaires du lever et du coucher du Soleil, on peut négliger sa parallaxe horizontale, et avec $R_\odot = 16'$ et $\rho_{90} = 35'$, la formule (1.42) devient

$$\cos t_\odot = \frac{\cos 90°51' - \sin\varphi \sin\delta_\odot}{\cos\varphi \cos\delta_\odot}. \qquad (1.43)$$

Dans le cas des étoiles et des planètes on peut également négliger leurs rayons apparents[1]) et calculer les angles horaires du lever et du coucher suivant la formule

$$\cos t = \frac{\cos 90°35' - \sin\varphi \sin\delta}{\cos\varphi \cos\delta}.$$

[1]) Le rayon apparent des étoiles est égal à zéro; le plus grand rayon apparent, celui de Vénus, est de 29″

Enfin si l'on néglige aussi la réfraction, l'angle horaire du lever et du coucher se calcule d'après la formule

$$\cos t = -\operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta. \qquad (1.44)$$

Chacune de ces équations donne deux valeurs de l'angle horaire: $t_1 = t$ et $t_2 = -t$. La valeur positive correspond au coucher et la valeur négative, au lever de l'astre. Voici le temps sidéral local du lever et du coucher qui s'obtient d'après la formule (1.15):

$$s_{\text{lev}} = \alpha - t,$$
$$s_{\text{couch}} = \alpha + t.$$

Ensuite, on peut calculer les moments du lever et du coucher de l'astre d'après le temps solaire moyen local (cf. § 23) et d'après le temps décrété (cf. § 24).

Si le lever et le coucher se calculent pour le Soleil, nul besoin n'est de définir le temps sidéral des phénomènes du fait qu'en augmentant les angles horaires $t_1$ et $t_2$ de 12 heures, on obtient immédiatement les instants d'après le temps solaire vrai local $T_\odot = t + 12^h$. Alors, le temps moyen local

$$T_{\text{lev}} = 12^h - t_\odot + \eta,$$
$$T_{\text{couch}} = 12^h + t_\odot + \eta.$$

où $\eta$ est l'équation du temps (cf. § 22) tirée, de même que $\alpha$ et $\delta$ du Soleil, de l'Annuaire astronomique.

Les azimuts des points du lever et du coucher des astres (sans tenir compte de la réfraction, de la parallaxe et du rayon angulaire) s'obtiennent si l'on pose dans la première formule (1.36) $z = 90°$; alors $\cos z = 0$, $\sin z = 1$ et

$$\cos A = -\frac{\sin \delta}{\cos \varphi}. \qquad (1.45)$$

D'après la formule (1.45) on obtient deux valeurs de l'azimut: $A_1 = A$ et $A_2 = 360° - A$. La première valeur est l'azimut du coucher et la deuxième, celui du lever.

Mettons maintenant les formules (1.44) et (1.45) sous la forme

$$\cos A = -\frac{\sin \delta}{\sin (90° - \varphi)} \quad \text{et} \quad \cos t = -\frac{\operatorname{tg} \delta}{\operatorname{tg} (90° - \varphi)}. \qquad (1.46)$$

Le cosinus ne pouvant pas être supérieur à 1, ces formules entraînent que le lever et le coucher d'un astre ne sont possibles qu'à la condition

$$| \delta | < (90° - | \varphi |)$$

[cf. la formule (1.4) du § 13].

## § 33. Crépuscule. Nuits blanches

La lueur qui précède le lever du Soleil ou succède immédiatement à son coucher s'appelle *crépuscule*. Le crépuscule qui est un affaiblissement de la lumière du jour le soir ou des ténèbres de la nuit le matin, est dû à la diffusion de la lumière par les couches d'air au-dessus de l'horizon de l'observateur (fig. 21). On distingue les crépuscules *civil* et *astronomique*.

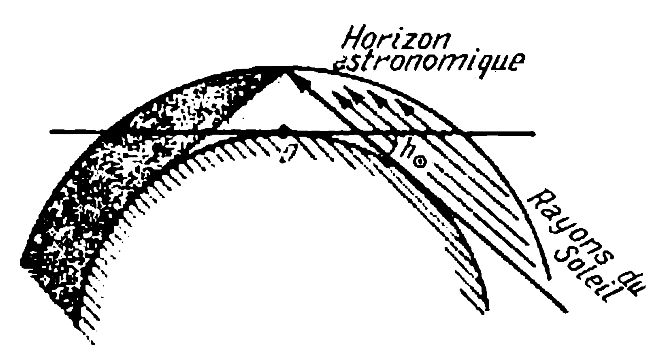



Fig. 21. Crépuscule.

Le soir, le crépuscule civil commence au moment du coucher du Soleil et dure jusqu'à ce que la hauteur du centre du disque solaire devienne $h_\odot = -6°$. Le matin, le crépuscule civil commence avant le lever du Soleil, lorsque la hauteur de son centre $h_\odot = -6°$, et se termine au moment du lever du Soleil.

Le crépuscule astronomique (du matin et du soir) dure davantage car son début et sa fin sont associés à l'instant où la hauteur du centre du disque solaire $h_\odot = -18°$.

Lorsque le soir le crépuscule civil prend fin, on fait appel à un éclairage artificiel ; dans le ciel on ne voit que les plus brillantes des étoiles. A la fin du crépuscule astronomique du soir les dernières traces de l'aurore disparaissent, la nuit tombe et l'on voit dans le ciel des étoiles faibles.

La durée du crépuscule $\Delta t$ dépend de la latitude géographique du lieu et de la déclinaison $\delta_\odot$ du Soleil, c'est-à-dire de la saison ; elle se calcule d'après la formule

$$\cos(t+\Delta t)=\frac{\sin h_\odot-\sin\varphi\sin\delta_\odot}{\cos\varphi\cos\delta_\odot}, \qquad (1.47)$$

où la hauteur du centre du disque solaire $h_\odot = -6°$ pour le crépuscule civil et $h_\odot = -18°$ pour le crépuscule astronomique, alors que l'angle horaire $t$ du lever et du coucher du Soleil s'établit suivant la formule (1.43).

Si l'on admet que le lever et le coucher du Soleil ont lieu au moment où apparaît ou disparaît à l'horizon son bord supérieur et si l'on tient compte de la réfraction, le moment du lever calculé d'après la formule (1.43) doit arriver plus tôt et celui du coucher plus tard par rapport aux moments calculés d'après la formule (1.44), c'est-à-dire sans tenir compte du rayon apparent du Soleil et de la réfraction. Par suite, sous toutes les latitudes géographiques pendant toutes les saisons la durée du jour est plus grande qu'elle le serait

si ces phénomènes n'avaient pas lieu. Et tout ce qui a été dit aux §§ 16 et 17 relatif à la durée du jour et de la nuit aux différentes saisons et sous des latitudes différentes doit être précisé. Notamment, à l'équateur le jour est toujours plus long que la nuit, aux pôles le jour dure plus de six mois et sous d'autres latitudes géographiques, le jour devient égal à la nuit avant que le Soleil atteigne le point vernal et après l'équinoxe de printemps théorique.

A la latitude géographique $\varphi = 60°33'$ le jour du solstice d'été ($\delta_\odot = +23°27'$) la hauteur du Soleil $h_\supset$ au méridien inférieur (à minuit) est égale d'après la formule (1.13) à $-6°$. Par conséquent, à la latitude $\varphi = 60°33'$ le jour du solstice d'été, la fin du crépuscule civil du soir coïncide avec le début du crépuscule civil du matin, c'est-à-dire le crépuscule civil dure toute la nuit, d'où le nom de nuits blanches. Le nombre de nuits blanches par an et ce phénomène luimême dépendent de la latitude géographique du lieu et de la déclinaison du Soleil. Pour que le crépuscule civil continue toute la nuit, il faut que la déclinaison du Soleil

$$\delta_\odot \geqslant 90° - \varphi - 6°, \quad \text{c.-à-d.} \quad \delta_\odot \geqslant 84° - \varphi.$$

Quant au crépuscule astronomique il peut à plus forte raison durer toute la nuit. A cet effet il faut que la déclinaison du Soleil soit

$$\delta_\odot \geqslant 90 - \varphi - 18° \quad \text{ou} \quad \delta_\odot \geqslant 72° - \varphi.$$

Il s'ensuit que le crépuscule astronomique continu se produit sous des latitudes $\varphi \geqslant 48°33'$.

## CHAPITRE II

# MOUVEMENTS APPARENTS ET RÉELS DES PLANÈTES

### § 34. Mouvements apparents des planètes sur le fond d'étoiles

D'après leurs mouvements apparents les planètes (cf. § 8) forment deux groupes: planètes *inférieures* (Mercure, Vénus) et *supérieures* (toutes les autres planètes, sauf la Terre).

Les mouvements apparents des planètes dans les constellations diffèrent suivant qu'elles appartiennent au groupe inférieur ou supérieur. Mercure et Vénus reposent toujours dans la même constellation que le Soleil ou dans la constellation voisine. Elles peuvent se trouver à l'Est ou à l'Ouest du Soleil mais ne s'en éloignent pas plus qu'à 18° ou 28° (Mercure) et 45° ou 48° (Vénus). Le plus grand écart angulaire de la planète à l'Est par rapport au Soleil s'appelle la plus grande *élongation orientale* et à l'Ouest, la plus grande *élongation occidentale*. Dans le cas de l'élongation orientale, la planète est visible à l'Ouest dans les rayons de l'aurore du soir, peu après le coucher du Soleil, et se couche quelque temps après le Soleil.

Ensuite, en effectuant un mouvement rétrograde (c'est-à-dire de l'Est à l'Ouest), elle s'approche du Soleil d'abord lentement puis de plus en plus vite, pour disparaître dans ses rayons et devenir invisible. C'est l'instant de la *conjonction inférieure*; la planète passe entre la Terre et le Soleil. Les longitudes célestes (cf. § 15) du Soleil et des planètes sont égales. Quelque temps après la conjonction inférieure la planète devient de nouveau visible, mais cette fois à l'Est, dans les rayons de l'aurore du matin, peu avant le lever du Soleil. Elle continue toujours à se déplacer d'un mouvement rétrograde en s'éloignant du Soleil. Après avoir diminué la vitesse de son mouvement et atteint la plus grande élongation occidentale, la planète s'arrête et change de direction pour se déplacer ensuite d'un mouvement direct. Maintenant elle se déplace de l'Ouest à l'Est, d'abord lentement puis de plus en plus vite. Son éloignement du Soleil diminue et enfin elle se cache dans les rayons du Soleil matinal. A ce moment la planète passe derrière le Soleil, les longitudes célestes des deux astres deviennent de nouveau égales et c'est la *conjonction supérieure* qui survient, après laquelle dans quelque temps la planète réapparaît à l'Ouest dans les rayons de l'aurore du soir. En poursuivant son mouvement direct, elle ralentit sa vitesse.

Après avoir atteint la plus grande élongation orientale, la planète s'arrête, son mouvement devient rétrograde et le cycle recom-

mence. Ainsi les planètes inférieures réalisent une sorte de « balancement » autour du Soleil, à la manière d'un pendule qui oscille autour de sa position moyenne.

L'allure du déplacement des planètes supérieures dans les constellations est différente. Lorsqu'une planète supérieure est visible après le coucher du Soleil dans la partie occidentale du ciel, elle se déplace parmi les étoiles d'un mouvement direct, c'est-à-dire de l'Ouest à l'Est, de même que le Soleil, mais sa vitesse étant plus faible que celle du Soleil, ce dernier la rattrape et pour un certain temps elle devient invisible se levant et se couchant avec le Soleil. Ensuite, lorsque le Soleil dépasse la planète, elle réapparaît à l'Est,

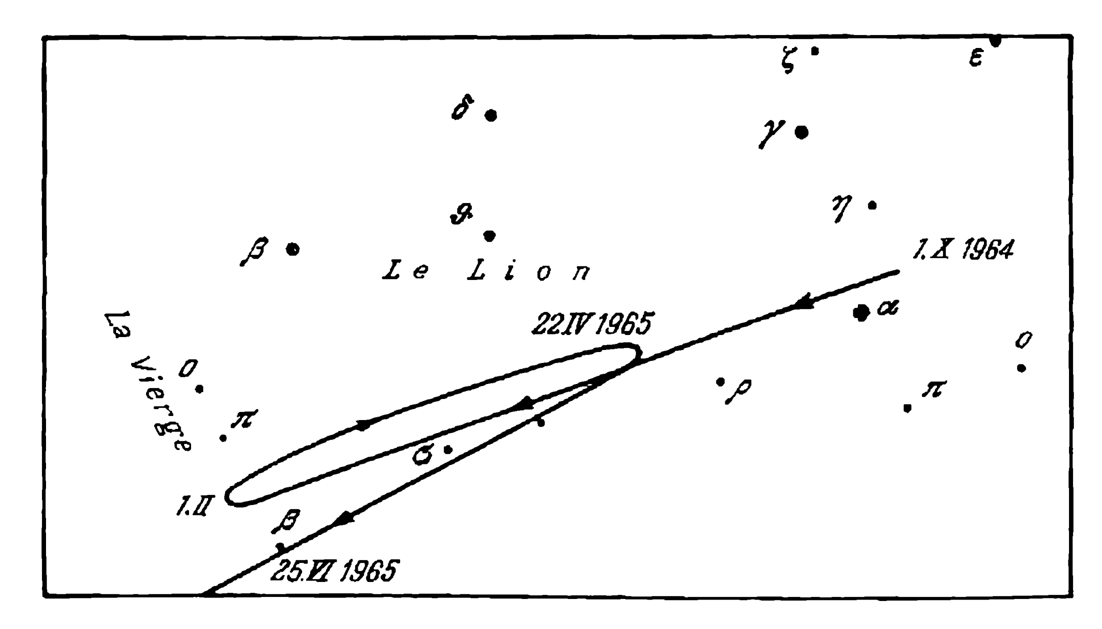



Fig. 22. Mouvement apparent de Mars en 1964-1965.

avant le lever du Soleil. La vitesse de son mouvement direct diminue, la planète s'arrête et commence à se déplacer parmi les étoiles d'un mouvement rétrograde, de l'Est à l'Ouest (fig. 22). Quelque temps après, la planète s'arrête de nouveau, son mouvement devient direct, elle se laisse rattraper à l'Ouest par le Soleil et redevient invisible; ensuite les phénomènes reprennent dans le même ordre.

Au milieu de l'arc de son mouvement rétrograde la planète se trouve dans la constellation opposée à celle où se trouve à cet instant le Soleil. La différence des longitudes célestes de la planète et du Soleil est de 180°. La planète est alors en opposition au Soleil. Au milieu de l'arc de son mouvement direct, lorsque la planète se trouve dans la même constellation que le Soleil, leurs longitudes célestes sont égales. Elle est alors en *conjonction* au Soleil.

L'éloignement d'une planète à 90° à l'Est par rapport au Soleil s'appelle *quadrature orientale* et à l'Ouest, *quadrature occidentale.*

Voici les moyennes des arcs des mouvements rétrogrades des planètes: Mercure, environ 12°; Vénus, environ 16°; Mars, 15°; Jupiter, 10°; Saturne, 7°; Uranus, 4°; Néptune, 3°; Pluton, 2°.

Les positions des planètes par rapport au Soleil décrites dans ce qui précède s'appellent *configurations.*

## § 35. Système du monde de Ptolémée

L'explication des mouvements apparents des planètes et d'autres corps célestes se complique du fait que ces mouvements sont observés à partir de la Terre et rien dans les phénomènes terrestres ou célestes n'indique si la Terre tourne où si elle est immobile. Pour cette raison les astronomes de l'Antiquité avaient deux points de vue sur cette question. D'après le premier, suggéré par les impressions directes, la Terre est fixe et se trouve au centre du monde (de l'Univers). Selon le deuxième, parfaitement spéculatif à l'époque, la Terre tourne sur son axe et autour du Soleil qui est le centre du monde. Mais l'hypothèse sur le mouvement de la Terre tranchait sur les impressions familières et les convictions religieuses. C'est pourquoi le deuxième point de vue n'avait pas de base pour son développement mathématique, et c'est le premier qui s'est implanté pour longtemps en astronomie.

Les idées des astronomes de l'Antiquité sur la structure de l'Univers ont été exposées dans l'œuvre de Ptolémée, la « Grande Syntaxe» («Megale Syntaxis tes astronomias») connue surtout sous le nom déformé d'« Almageste » que lui ont donné les Arabes.

Le systhème de Ptolémée avait à sa base quatre hypothèses principales: 1) la Terre se trouve au centre de l'Univers; 2) la Terre est fixe; 7) tous les astres tournent autour de la Terre; 4) la vitesse des astres se déplaçant sur leurs orbites circulaires est constante, c'est-à-dire uniforme.

Le système de Ptolémée s'appelle *géocentrique*; sa représentation géométrique simplifiée peut prendre la forme suivante: les planètes se déplacent uniformément sur des trajectoires circulaires dites *épicycles*, dont les centres décrivent à leur tour d'autres cercles, dits *déférents*, la Terre fixe se situant en leur centre commun. Le Soleil et la Lune décrivent des déférents (sans épicycles) autour de la Terre. Ces déférents, de même que les déférents et les épicycles des planètes, reposent à l'intérieur d'une sphère dont la surface porte les étoiles « fixes ».

Le mouvement diurne de tous les astres s'expliquait par la rotation de l'Univers comme d'un tout autour de la Terre fixe. Les mouvements directs et rétrogrades des planètes étaient compris de la façon suivante. Lorsqu'une planète vient au point $A$ de son épicycle (fig. 23), la vitesse angulaire de son mouvement, observé à partir de la

Terre fixe $T$, se compose du mouvement du centre de l'épicycle $E$ sur le déférent et du mouvement de la planète sur l'épicycle. En cette position la planète semble se déplacer d'un mouvement direct et avec la plus grande vitesse. Lorsque la planète est en $B$, elle se déplace sur l'épicycle dans le sens opposé au mouvement du centre de l'épicycle, et sa vitesse angulaire observée à partir de la Terre est minimale. Si la vitesse de la planète sur l'épicycle est inférieure à la vitesse du centre de l'épicycle, la planète semble également se déplacer en cette position d'un mouvement direct mais ralenti. Si sa vitesse sur l'épicycle est supérieure à la vitesse du centre de l'épicycle, la planète semble se déplacer d'un mouvement rétrograde.

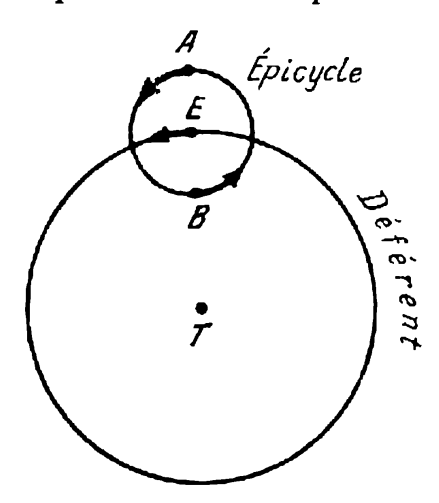


Fig. 23. Déférent et épicycle.

Ainsi, si l'on choisit pour chaque planète les dimensions relatives des rayons de l'épicycle et du déférent, les vitesses respectives des mouvements de la planète sur l'épicycle et du centre de l'épicycle sur le déférent, alors son mouvement par rapport au centre du déférent $T$ peut se confondre avec le mouvement apparent observé à partir de la Terre.

Le système de Ptolémée permettait non seulement d'expliquer les mouvements apparents des planètes, mais encore de calculer leurs positions dans l'avenir avec une précision suffisante pour les observations réalisées à l'œil nu. Aussi, bien qu'il fût faux à sa base, ce système n'appelait-il pas au début des objections sérieuses, alors que par la suite toute objection déclarée était violemment réprimée par l'Eglise chrétienne.

Les divergences entre la théorie et les observations qui se présentaient à mesure que la précision des observations augmentait, étaient éliminées en rendant le système plus complexe. Ainsi, par exemple, certaines irrégularités dans les mouvements apparents des planètes révélées plus tard s'expliquaient par le fait que ce n'est pas la planète qui tournait sur le centre du premier épicycle, mais le centre du deuxième épicycle sur le centre duquel tournait la planète elle-même. Lorsqu'une telle construction devenait insuffisante, on inventait un troisième, quatrième, etc., épicycles, jusqu'à ce que la position de la planète sur le cercle du dernier d'entre eux s'accordât plus ou moins avec les observations.

Vers le début du XVI$^{e}$ siècle le système de Ptolémée est devenu si complexe qu'il ne pouvait plus suffire aux exigences imposées à l'astronomie par la vie courante, et en premier lieu, par la navigation maritime. On avait besoin de méthodes plus simples du calcul des positions des planètes, et ces méthodes ont été créées par le grand

savant polonais Nicolas Copernic qui avait jeté les bases d'une astronomie nouvelle, sans lesquelles serait impossible l'existence même de l'astronomie moderne, et à plus forte raison son développement.

## § 36. Système du monde de Copernic

L'ouvrage de Copernic « De Révolutionibus orbium cœlestium » (« Des révolutions des orbites célestes »), l'œuvre de toute sa vie, a été publié en 1543 peu avant sa mort. Dans cet ouvrage Copernic a soumis à une analyse mathématique l'idée des mouvements de la Terre et a jeté les fondements d'une astronomie nouvelle. Son système du monde est dit *héliocentrique*. Il avait à sa base les propositions suivantes: 1) le centre du monde est le Soleil et non pas la Terre; 2) la Terre sphérique et toutes les planètes qui lui sont analogues se déplacent autour du Soleil dans la même direction et tournent sur l'un de leurs diamètres; 3) les trajectoires des planètes autour du Soleil (leurs orbites) sont circulaires; 4) les vitesses des planètes sont constantes, c'est-à-dire leurs mouvements sont uniformes, mais plus l'orbite de la planète est proche du Soleil, plus sa vitesse linéaire sur l'orbite est grande, et inversement.

De plus, Copernic considérait que la Lune tourne autour de la Terre et, comme un satellite, avec la Terre autour du Soleil.

En partant des données d'observations, Copernic est venu tout d'abord à conclure que toutes les planètes, y compris la Terre, se déplacent autour du Soleil à peu près dans le même plan. Ce n'est qu'à cette condition que les trajectoires des planètes vues de la Terre pouvaient se situer dans le voisinage de l'écliptique.

Comme Mercure et Vénus dans leurs mouvements apparents ne s'éloignent pas beaucoup du Soleil (cf. § 34), leurs trajectoires ou orbites se trouvent plus près du Soleil que celle de la Terre. Vénus est plus éloignée du Soleil que Mercure du fait que ses écarts apparents par rapport au Soleil sont plus grands. Les autres planètes gravitent autour du Soleil à une distance plus grande que la Terre. Mars est la planète la plus proche de la Terre car son mouvement apparent parmi les étoiles est le plus rapide. Puis viennent Jupiter, plus « lent », et Saturne, plus « lent » encore.

Copernic a été le premier à donner une description exacte de la structure du Système solaire en déterminant les distances relatives entre les planètes et le Soleil (en unités de distance Terre-Soleil) et en calculant les périodes de leur rotation autour du Soleil.

Les explications données par Copernic aux mouvements apparents des planètes malgré ses troisième et quatrième propositions fausses, sont claires et naturelles et ne contredisent pas en principe les notions modernes relatives à ces phénomènes.

Copernic avait raison de considérer la rotation diurne de tous les corps célestes comme un phénomène apparent et l'expliquait par la

rotation de la Terre sur son axe. Il considérait également comme un phénomène apparent le mouvement annuel du Soleil sur l'écliptique dû au mouvement réel de la Terre autour du Soleil. Les étoiles étant bien plus distantes de la Terre que le Soleil, lorsque la Terre tourne autour du Soleil, ce dernier semble se déplacer sur le fond des étoiles fixes toujours dans le même sens. Enfin les mouvements apparents complexes directs et rétrogrades des planètes résultaient pour Copernic de la combinaison de deux mouvements réels, celui de la planète elle-même et celui de la Terre sur leurs orbites circumsolaires.

### § 37. Explication des configurations et des mouvements apparents des planètes

Dans leurs mouvements sur les orbites les planètes peuvent prendre des positions différentes par rapport à la Terre et au Soleil. Supposons qu'à un moment donné (fig. 24), la Terre $T$ soit sur son orbite en une

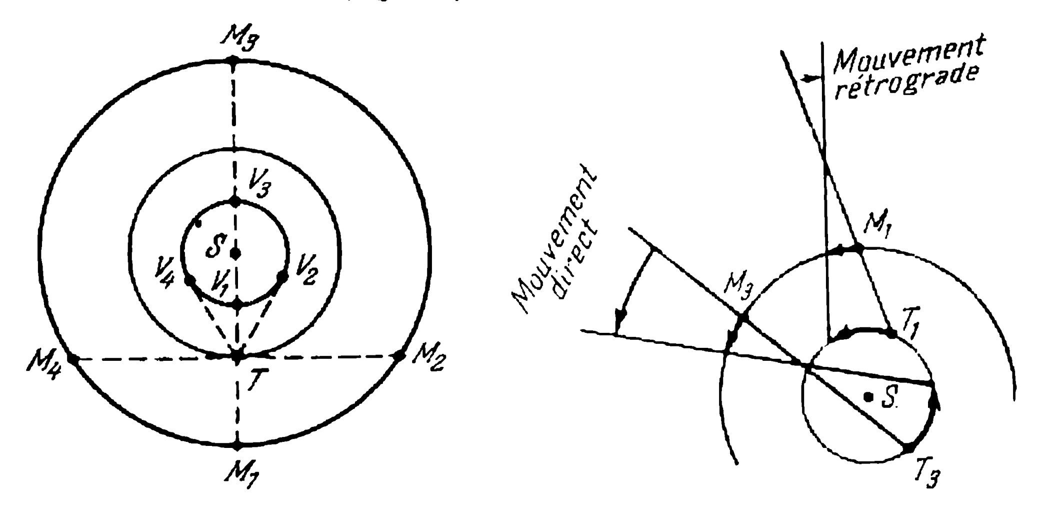



Fig. 24. Configurations des planètes.

Fig. 25. Mouvements direct et rétrograde d'une planète supérieure.

certaine position par rapport au Soleil $S$. La planète supérieure ou inférieure peut se trouver à cet instant en un point quelconque de son orbite à elle.

Si une planète inférieure $V$ se trouve en l'un des quatre points $V_1$, $V_2$, $V_3$ ou $V_4$ de la figure 24, on la voit de la Terre en conjonction inférieure ($V_1$) ou supérieure ($V_3$), en sa grande élongation occidentale ($V_2$) ou orientale ($V_4$). Si une planète supérieure $M$ se trouve en l'un des points $M_1$, $M_2$, $M_3$ ou $M_4$ de son orbite, elle est visible de la Terre en opposition ($M_1$), en conjonction ($M_3$), en quadrature occidentale ($M_2$) ou orientale ($M_4$).

Une planète inférieure s'approche le plus de la Terre au moment de la conjonction inférieure, et s'en éloigne le plus au moment de la conjonction supérieure. Une planète supérieure vient le plus près

de la Terre en opposition et s'en éloigne le plus en conjonction. C'est ce qui explique les configurations des planètes.

La nature des mouvements directs et rétrogrades des planètes devient claire si l'on compare leurs vitesses linéaires orbitales à celles de la Terre.

Lorsqu'une planète supérieure (fig. 25) s'approche de la conjonction ($M_3$), sa vitesse est dirigée dans le sens opposé à la vitesse de la Terre ($T_3$). De la Terre, on la voit se déplacer d'un mouvement direct, c'est-à-dire dans le sens de son mouvement réel, de droite à gauche. On a alors l'impression que sa vitesse augmente quelque peu. Lorsqu'une planète supérieure s'approche de l'opposition ($M_1$), sa vitesse et la vitesse de la Terre sont dirigées dans le même sens. Mais la vitesse linéaire de la Terre est plus grande que celle d'une planète supérieure, et c'est pourquoi de la Terre on a l'impression que la planète se déplace dans le sens rétrograde, c'est-à-dire de gauche à droite.

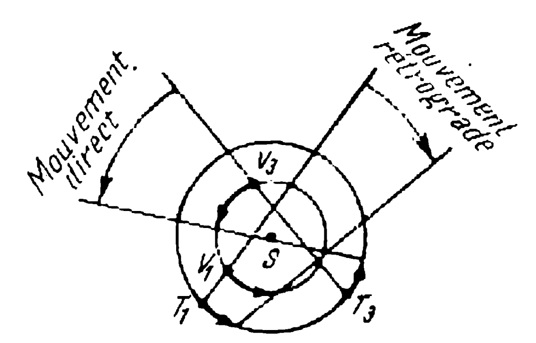


Fig. 26. Mouvements direct et rétrograde d'une planète inférieure.

Des raisonnements analogues expliquent pourquoi les planètes inférieures (Mercure et Vénus) se déplacent par rapport aux étoiles près de la conjonction inférieure ($V_1$) d'un mouvement rétrograde et près de la conjonction supérieure ($V_3$), d'un mouvement direct (fig. 26).

## § 38. Révolutions synodiques et révolutions sidérales des planètes

On appelle *révolution synodique* ($S$) d'une planète l'intervalle de temps entre ses deux configurations consécutives homologues.

La *révolution sidérale* ($T$) est l'intervalle de temps nécessaire pour que la planète boucle son orbite autour du Soleil.

La révolution sidérale de la Terre s'appelle *année sidérale* ($T_{\oplus}$). Ces trois périodes sont liées par une simple relation mathématique définie par les raisonnements suivants. Le déplacement angulaire d'une planète sur son orbite en un jour est de $\frac{360^\circ}{T}$ et de la Terre $\frac{360^\circ}{T_{\oplus}}$. La différence entre les déplacements angulaires diurnes de la planète et de la Terre (ou de la Terre et de la planète) est le déplacement apparent de la planète par jour, c'est-à-dire $\frac{360^\circ}{S}$. D'où

pour les planètes inférieures

$$\frac{1}{S}=\frac{1}{T}-\frac{1}{T_{\oplus}}, \qquad (2.1)$$

pour les planètes supérieures

$$\frac{1}{S}=\frac{1}{T_{\oplus}}-\frac{1}{T}. \qquad (2.2)$$

Ces égalités s'appellent *équations du mouvement synodique*.

Les observations ne permettent de déterminer directement que les révolutions synodiques des planètes $S$ et la révolution sidérale de la Terre, c'est-à-dire l'année sidérale $T_{\oplus}$. Quant aux révolutions sidérales des planètes $T$, elles se calculent d'après l'équation respective du mouvement synodique.

La durée de l'année sidérale est de 365,26... jours solaires moyens.

Pour la durée des révolutions synodiques et sidérales des planètes, voir l'Annexe.

## § 39. Portée historique de la théorie de Copernic

L'intérêt de la théorie de Copernic est capital pour l'évolution de la science; elle a déclenché une véritable révolution non seulement en astronomie, mais dans les esprits des hommes, dans leur conception du monde.

En effet, au problème de la structure du Système solaire est intimement liée la question de la place de la Terre et donc de l'Homme dans l'Univers. Par conséquent, l'astronomie fait partie intégrante de grande importance de la conception du monde qui doit faire face aussi bien aux problèmes philosophiques que religieux. Avant Copernic, durant presque 15 siècles, la Terre était considérée comme un corps unique et fixe de l'Univers, comme la partie centrale la plus importante de tout l'espace; toutes les religions prétendaient que les astres étaient créés pour la Terre et pour les hommes et que le but de l'existence de l'Univers est de servir l'humanité.

Or, la théorie de Copernic reléguait la Terre parmi les planètes ordinaires se mouvant dans l'espace infini de même que d'autres corps analogues. Les idées dominantes de la différence entre le « terrestre » et le « céleste » se sont avérées inconsistantes.

La théorie de Copernic a imposé également la révision d'autres branches des sciences naturelles, en particulier de la physique, pour libérer la science des traditions désuètes et scolastiques qui retenaient son développement. Au fond, après Copernic, l'étude de la nature s'est affranchie des entraves de la religion et la science s'est mise à progresser à pas de géant. Mais la nouvelle conception du monde a dû se frayer le chemin dans une lutte acharnée contre les idées périmées défendues par les fanatiques religieux et les savants réactionnaires. Au début ils ont témoigné tous de la tolérance pour la théorie de Copernic, en considérant son système simplement comme une schématisation géométrique plus commode que le système de Ptolémée pour le calcul de la position des astres. Mais vers le début du

XVII^e siècle, les milieux religieux ont très bien compris tout le danger que présentait pour eux cette théorie et l'ont soumise à un ostracisme cruel. Ainsi, en 1600 à Rome a été brulé vif Giordano Bruno, le premier adepte et propagandiste fervent de la nouvelle théorie qui en a tiré la conclusion de la pluralité des mondes habités. En 1633 Galiléo Galilée a été jugé par l'Inquisition qui l'avait fait renier ses œuvres « hérétiques ».

Mais malgré les persécutions la science poursuivait sa progression impétueuse et tandis que l'Inquisition persécutait les adeptes de Copernic, Johannes Kepler (1572-1630) a développé sa théorie en découvrant les lois qui régissent le mouvement des planètes, et quarante quatre ans après le procès de Galilée Newton (1643-1727) a rendu publique sa loi d'attraction universelle qui expliquait pourquoi les planètes tournent autour du Soleil et non pas autour de la Terre.

## § 40. Lois de Kepler

Kepler, adepte de la théorie de Copernic, s'est donné pour tâche de perfectionner son système en se guidant par les observations de Mars poursuivies pendant vingt ans par l'astronome danois Tycho Brahé (1546-1601) et pendant quelques années par Kepler lui-même.

Au début Kepler partageait l'opinion traditionnelle suivant laquelle les astres ne se déplacent que sur des trajectoires circulaires ; il a donc perdu beaucoup de temps en établissant pour Mars une orbite circulaire.

Après des calculs très longs et difficiles poursuivis pendant de nombreuses années, Kepler, ayant renoncé à l'erreur générale sur l'allure circulaire des mouvements des planètes, a découvert trois lois qui président à ces mouvements et qui de nos jours s'énoncent de la façon suivante:

1. Toutes les planètes décrivent des ellipses dont le Soleil occupe l'un des foyers (commun pour toutes les planètes).
2. Les aires balayées par le rayon vecteur sont proportionnelles au temps.
3. Les carrés des temps des révolutions sidérales sont proportionnels aux cubes des demi-grands axes des orbites.

On sait que pour une ellipse la somme des distances entre l'un de ses points et deux points fixes $f_1$ et $f_2$ sur son axe $A\Pi$, appelés *foyers*, est une constante égale au grand axe $A\Pi$ (fig. 27). La distance $\Pi O$ (ou $OA$), où $O$ est le centre de l'ellipse, s'appelle demi-grand axe $a$, alors que le rapport $\frac{Of_1}{OA} = e$ est l'excentricité de l'ellipse. Cette excentricité caractérise l'écart entre l'ellipse et le cercle pour lequel $e = 0$.

Les orbites des planètes diffèrent peu des cercles, ce qui signifie que leurs excentricités sont faibles. La plus petite excentricité est

celle de Vénus ($e = 0{,}007$), la plus grande, celle de Pluton ($e = 0{,}247$). L'excentricité de l'orbite terrestre $e = 0{,}017$.

D'après la première loi de Kepler, le Soleil se trouve dans l'un des foyers de l'orbite elliptique de la planète. Supposons que sur la fig. 27,*a* ce soit le foyer $f_1$ ($S$ désigne le Soleil). Alors le point de l'orbite $\Pi$ le plus proche du Soleil s'appelle *périhélie* (ou encore

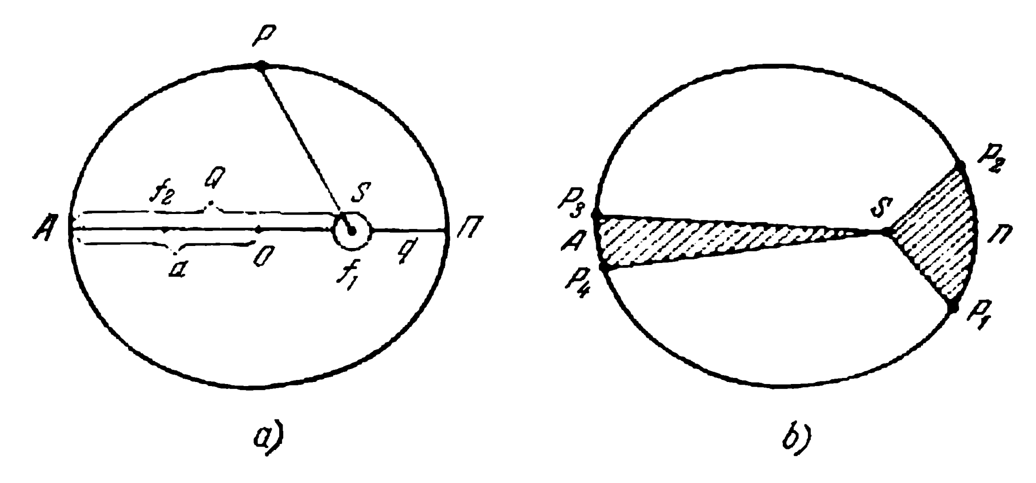



Fig. 27. a) orbite elliptique; b) illustration de la deuxième loi de Kepler.

périgée) et le point $A$ le plus éloigné, *aphélie* (ou encore, apogée). Le grand axe $A\Pi$ de l'orbite s'appelle *ligne des apsides*, et la ligne $f_1P$ qui relie le Soleil à la planète $P$ sur son orbite, *rayon vecteur* de la planète. Par conséquent, la planète vient le plus près du Soleil lorsqu'elle passe par le périhélie, elle s'en éloigne le plus lorsqu'elle est en aphélie.

La distance entre la planète et le Soleil au périhélie

$$q = a\,(1 - e), \tag{2.3}$$

en aphélie

$$Q = a\,(1 + e). \tag{2.4}$$

On prend pour distance moyenne entre la planète et le Soleil le demi-grand axe de l'orbite $a = \frac{q+Q}{2}$.

D'après la deuxième loi de Kepler, la surface $CP_1P_2$, balayée par le rayon vecteur de la planète en un temps $\Delta t$ près du périhélie, est égale à la surface $CP_3P_4$ balayée pendant le même intervalle de temps $\Delta t$ dans le voisinage de l'aphélie (fig. 27,*b*). L'arc $P_1P_2$ étant plus grand que $P_3P_4$, la vitesse de la planète près du périhélie est plus grande que près de l'aphélie. Autrement dit, son mouvement autour du Soleil est *irrégulier*.

La vitesse d'une planète au périhélie

$$v_q = v_m \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}, \tag{2.5}$$

en aphélie

$$v_Q = v_m \sqrt{\frac{1-e}{1+e}}, \tag{2.6}$$

où $v_m$ est la vitesse moyenne ou circulaire de la planète avec $r = a$. La vitesse circulaire de la Terre est 29,78 km/s $\approx$ 29,8 km/s.

La première et la deuxième lois de Kepler montrent que la troisième et la quatrième propositions de Copernic sont fausses (cf. § 36).

La troisième loi de Kepler se met sous la forme mathématique suivante

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{a_1^3}{a_2^3}, \tag{2.7}$$

où $T_1$ et $T_2$ sont les révolutions sidérales des planètes; $a_1$ et $a_2$, les demi-grands axes de leurs orbites.

Si les demi-grands axes des orbites s'expriment en unités de la distance moyenne Terre-Soleil (unités astronomiques) et les durées des révolutions en années, alors pour la Terre $a = 1$ et $T = 1$, et la durée de révolution autour du Soleil d'une planète quelconque

$$T = \sqrt{a^3}. \tag{2.8}$$

La troisième loi de Kepler associe en un tout tous les membres du système planétaire.

## § 41. Eléments des orbites planétaires. Problèmes principaux de l'astronomie théorique

Le mouvement d'une planète est bien défini si l'on connaît le plan de son orbite, les dimensions et la forme de cette dernière, son orientation dans le plan et, enfin, l'instant où elle se trouve en un point défini de son orbite. Les grandeurs qui déterminent cette orbite s'appellent *éléments de l'orbite*.

Le plan principal par rapport auquel on détermine la position de l'orbite est le plan de l'écliptique.

Les deux points en lesquels l'orbite de la planète coupe le plan de l'écliptique s'appellent *nœuds ascendant et descendant*. Le nœud ascendant est celui où la planète coupe l'écliptique en s'éloignant de son pôle Sud.

L'orbite écliptique d'une planète est déterminée par les six éléments suivants (fig. 28):

1) l'*inclinaison* $i$ du plan de l'orbite sur le plan de l'écliptique; ses valeurs s'échelonnent de 0 à 180°. Si $0 \leqslant i < 90°$, la planète se déplace autour du Soleil ($S$) dans le même sens que la Terre (mouvement direct); si $90° < i < 180°$, la planète se déplace dans le sens opposé (mouvement rétrograde);

2) la *longitude (géocentrique) du nœud ascendant* ☊, c'est-à-dire l'angle entre les directions allant du centre du Soleil vers le nœud ascendant et vers le point vernal. La longitude du nœud ascendant varie de 0 à 360°;

La longitude du nœud ascendant ☊ et l'inclinaison $i$ déterminent la position du plan de l'orbite dans l'espace.

3) l'*argument du périhélie* $\omega$ (*distance angulaire* $\omega$ *entre le périhélie et le nœud ascendant*), c'est-à-dire l'angle entre les directions venant

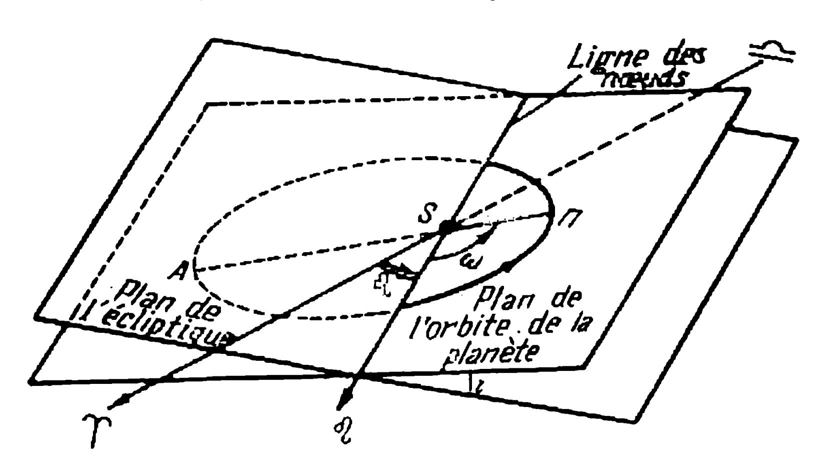



Fig. 28. Eléments des orbites.

du centre du Soleil vers le nœud ascendant ☊ et vers le périhélie $\Pi$. On le compte de 0 à 360° dans le plan de l'orbite dans le sens du mouvement de la planète.

L'argument du périhélie $\omega$ détermine la position de l'orbite dans son plan (parfois au lieu de $\omega$ on donne la longitude du périhélie $\pi = \Omega + \omega$);

4) le *demi-grand axe* $a$ de l'orbite elliptique qui définit sans ambiguïté la révolution sidérale $T$ de la planète. On donne souvent aussi comme élément le *mouvement moyen quotidien* $n = \frac{360°}{T} = \frac{2\pi}{T}$, c'est-à-dire la vitesse moyenne de la planète par jour;

5) l'*excentricité de l'orbite* $e = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}$, où $a$ et $b$ sont les demi-axes de l'orbite elliptique;

Le demi-grand axe $a$ et l'excentricité $e$ déterminent les dimensions et la forme de l'orbite.

6) l'*instant de passage au périhélie* $t_0$, ou la position de la planète sur l'orbite à un instant quelconque $t$ (longitude à l'époque $t$).

Si l'on connaît l'instant de passage au périhélie $t_0$ et les autres éléments de l'orbite, on peut calculer pour tout instant $t$ la position de la planète dans le plan de son orbite. La position de la planète sur l'orbite est définie par deux grandeurs; le rayon vecteur $r$ et l'*anomalie vraie* $\vartheta$. On appelle anomalie vraie d'une planète l'angle

$\Pi SP$ (fig. 29) entre la direction menée du centre du Soleil vers le périhélie $\Pi$ et le rayon vecteur de la planète $P$. Le rayon vecteur $r$ et l'anomalie vraie $\vartheta$ se calculent d'après les formules

$$r = a(1 - e\cos E), \tag{2.9}$$

$$\operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}\operatorname{tg}\frac{E}{2}, \tag{2.10}$$

où $E = \angle \Pi ON$ s'appelle *anomalie excentrique*.

L'anomalie excentrique $E$ se calcule d'après l'équation de Kepler

$$M = E - e\sin E, \tag{2.11}$$

où $M$ s'appelle *anomalie moyenne*. L'anomalie moyenne est un arc de cercle qu'une planète décrirait en un temps $(t - t_0)$ si elle se déplaçait uniformément sur un cercle de rayon $a$ avec la vitesse angulaire moyenne $n$, c'est-à-dire

$$M = n(t - t_0) = \frac{2\pi}{T}(t - t_0). \tag{2.12}$$

La position d'une planète sur l'orbite à un instant $t$ se calcule dans l'ordre suivant:

1) chercher l'anomalie moyenne $M$ d'après la formule (2.12) où $T$ et $(t - t_0)$ sont connus;

2) trouver l'anomalie excentrique $E$ d'après la formule (2.11), $e$ et $M$ étant connus, en appliquant la méthode des approximations successives;

3) calculer le rayon vecteur $r$ et l'anomalie vraie $\vartheta$ d'après les formules (2.9) et (2.10).

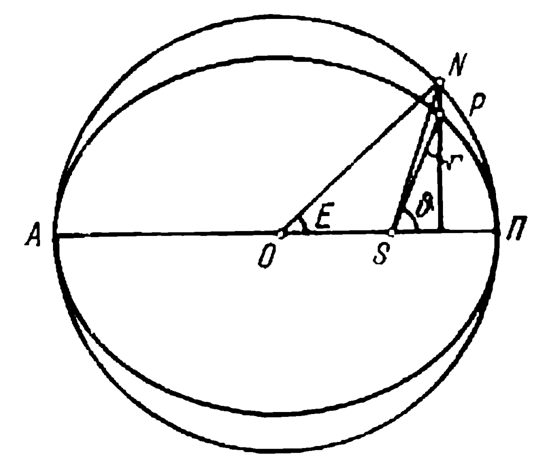



**Fig. 29. Anomalies vraie, moyenne et excentrique.**

Après avoir déterminé la position de la planète sur l'orbite pour les instants donnés, on peut calculer pour ces mêmes instants ses coordonnées héliocentriques spatiales. Or, en connaissant les éléments de l'orbite de la Terre et les résultats du calcul pour les mêmes instants de la position de la Terre sur son orbite, on peut déterminer les coordonnées géocentriques de la planète et trouver sa distance du centre de la Terre.

La définition des coordonnées apparentes des planètes d'après les éléments de leurs orbites s'appelle *calcul des éphémérides*, c'est-à-dire des tableaux qui donnent la position des planètes pour des instants quelconques (parfois pour de nombreuses années à venir).

Le problème inverse, c'est-à-dire le calcul des éléments d'une orbite d'après les coordonnées observées s'appelle *définition des orbites*. Ce problème est bien plus difficile que le calcul des éphéméri-

des. Kepler l'a résolu pour des planètes observées depuis longtemps. Quant aux méthodes de définition d'une orbite d'après quelques observations (trois au moins), ce qui est très important surtout pour la découverte de nouvelles planètes et comètes, elles n'ont été élaborées qu'au début du XIX[e] siècle.

Le calcul des éphémérides et la définition des orbites sont les tâches principales de l'astronomie théorique.

## § 42. Principes fondamentaux de la mécanique

Après l'établissement par Kepler des lois régissant les mouvements des planètes, une question s'est posée relative à la nature de ces mouvements. La résolution de ce problème était impossible sans l'étude préalable des lois du mouvement des corps quelconques, c'est-à-dire sans développer la branche des sciences naturelles qui s'appelle mécanique.

Après que Galilée (1564-1642), Huygens (1629-1695) et d'autres savants ont jeté par leurs travaux les bases de cette branche scientifique, Newton a établi trois principes fondamentaux du mouvement des corps:

1[er] principe: « Tout corps garde son état d'équilibre ou de mouvement uniforme suivant une trajectoire rectiligne tant et pour autant que l'intervention des forces appliquées ne modifie cet état. » Cette loi s'appelle *principe de l'inertie*. Si $m$ est la masse du corps et $v$ sa vitesse, le principe de l'inertie s'écrit sous une forme mathématique

$$mv = \text{const.} \tag{2.13}$$

Si $v = 0$, le corps est en équilibre; si $v = \text{const} \neq 0$, le corps se déplace uniformément suivant une trajectoire rectiligne. Le produit $mv$ s'appelle *quantité du mouvement* du corps. Le changement de la quantité du mouvement d'un corps ne peut avoir lieu qu'à la suite de son interaction avec d'autres corps, c'est-à-dire sous l'action d'une force.

2[e] principe. « Le changement de la quantité du mouvement est proportionnel à la force motrice appliquée, il se produit dans le sens de l'action de ladite force. » Voici l'écriture mathématique de cette loi:

$$\frac{d}{dt}(mv) = F,$$

ou

$$F = mw, \tag{2.14}$$

c'est-à-dire le produit de la masse $m$ du corps par son accélération $w$ est égal à la résultante $F$.

L'équation (2.14) traduit le principe fondamental de la dynamique d'un point matériel.

3e principe. « Une action provoque toujours une réaction égale et opposée à la première. Autrement dit, les actions réciproques de deux corps sont toujours égales et dirigées dans des sens opposés. »

Si un corps quelconque de masse $m_1$ interagit avec un autre corps de masse $m_2$, le premier corps change la quantité du mouvement du deuxième corps $m_2v_2$ mais subit lui-même de la part du premier le même changement de la quantité de son mouvement $m_1v_1$, dirigé seulement dans le sens opposé, c'est-à-dire

$$\frac{d}{dt}(m_2v_2) = -\frac{d}{dt}(m_1v_1)$$

ou

$$F_2 = -F_1. \tag{2.15}$$

## § 43. Loi de l'attraction universelle de Newton

Les lois fondamentales du mouvement des corps ont permis à Newton de formuler et de démontrer le théorème suivant : « Les forces qui à tout instant écartent les planètes principales de leur mouvement rectiligne et qui les retiennent sur leurs orbites sont dirigées vers le Soleil et sont inversement proportionnelles aux carrés de la distance à son centre ».

Après avoir démontré ensuite que la nature de la force qui maintient les planètes sur leurs orbites est identique à celle de la pesanteur qui agit à la surface terrestre, Newton a généralisé ce théorème et l'a énoncé sous la forme de la loi de l'attraction universelle:

« Deux points matériels exercent l'un sur l'autre une force attractive directement proportionnelle au produit de leurs masses et inversement proportionnelle au carré de la distance entre elles. »

En écriture mathématique la loi de l'attraction universelle de Newton se met sous la forme:

$$F = f\frac{m_1m_2}{r^2}, \tag{2.16}$$

où $m_1$ et $m_2$ sont les masses des particules matérielles ; $r$, la distance qui les sépare ; $f$, le coefficient de proportionnalité égal à la force d'attraction des particules de masses unitaires se trouvant l'une de l'autre à une distance unitaire.

Le coefficient $f$ est la *constante de l'attraction* ou *de la gravitation universelle.*

Dans le système CGS (centimètre, gramme, seconde)

$$f = 6{,}67 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{cm^3/g \cdot s^2}.$$

Par conséquent, deux particules matérielles de masses de 1 g chacune placées à 1 cm l'une de l'autre s'attirent avec une force de $\frac{1}{15 \cdot 10^6}$ dyne.

En astronomie les distances entre le Soleil et les planètes s'expriment en unités astronomiques (u.a.), les masses de corps célestes sont souvent données en masses du Soleil et le temps en jours solaires moyens. Dans ce système d'unités dit *gaussien*, la constante de l'attraction $f = k^2 = 0{,}00029591$, et la grandeur $k = 0{,}0172021 \cong \frac{1}{58}$ ; cette dernière s'appelle *constante gaussienne*.

## § 44. Relation entre la pesanteur, la masse et la forme des corps qui s'attirent

La deuxième loi fondamentale de la mécanique (2.14) et la loi de l'attraction universelle (2.16) entraînent:

1. Deux particules matérielles ou deux points matériels (c'est-à-dire deux corps matériels dont les dimensions sont négligeables par rapport à la distance relative) attirent l'une l'autre avec la même force $F$ mais acquièrent dans ces conditions des accélérations différentes, inversement proportionnelles à leurs masses. En effet, la force $F$ communique à la masse $m_1$ l'accélération $w_1 = f\frac{m_2}{r^2}$ dirigée vers $m_2$, et la masse $m_2$, l'accélération $w_2 = f\frac{m_1}{r^2}$ dirigée vers $m_1$. D'où

$$\frac{w_1}{w_2} = \frac{m_2}{m_1}.$$

Par exemple, l'accélération de la Terre due à son attraction par la Lune est d'autant plus petite que l'accélération de la Lune due à l'attraction par la Terre que la masse de la Lune est plus petite que la masse de la Terre.

2. L'accélération relative de deux points matériels $w_{rel}$ est égale à la différence $w_1 - w_2$, et comme $w_1$ et $w_2$ sont dirigées dans des sens opposés, il vient

$$w_{rel} = f\frac{m_1 + m_2}{r^2}, \qquad (2.17)$$

c'est-à-dire $w_{rel}$ est proportionnelle à la somme des masses des particules.

Par conséquent, en un mouvement relatif, l'accélération a la même grandeur que dans le cas où la masse de deux points matériels $(m_1 + m_2)$ serait concentrée en l'un de ces points. C'est pourquoi pour résoudre le problème du mouvement de deux points matériels qui s'attirent on peut admettre que la force est issue d'un centre fixe et explorer le mouvement d'un seul point.

3. Deux points matériels de masses $m_1$ et $m_2$ qui se trouvent à des distances égales d'un troisième point matériel de masse $m$

sont attirés par ce dernier avec des forces différentes

$$F_1 = f\frac{mm_1}{r^2} \quad \text{et} \quad F_2 = f\frac{mm_2}{r^2},$$

mais acquièrent les mêmes accélérations (en grandeur)

$$w_1 = w_2 = f\frac{m}{r^2}.$$

Par exemple, le Soleil attire la Terre avec une force plus grande que la Lune, mais lorsque la Terre et la Lune se trouvent à la même distance du Soleil, ce dernier leur communique des accélérations de même grandeur.

La loi de l'attraction universelle de Newton est formulée pour des particules matérielles. Or, les astres (le Soleil, la Lune, les planètes, les étoiles) ne sont pas des points matériels mais des corps aux volumes importants. Newton a prouvé donc que

1) si la forme de deux corps qui s'attirent est sphérique et leur densité uniforme, ils s'attirent comme si leurs masses étaient concentrées en leurs centres;

2) il en est de même pour les couches sphériques de densité uniforme délimitées par deux surfaces concentriques sphériques;

3) il en est de même pour des sphères à densité non uniforme partout mais dans lesquelles la matière de même densité forme des couches concentriques.

Pour de tels corps, $r$ de la formule (2.16) traduit la distance entre les centres des sphères; les rayons de ces dernières peuvent être d'une grandeur quelconque par rapport à la distance $r$ à la seule condition que leur somme soit inférieure à $r$. La grande majorité de corps célestes ayant une forme quasi sphérique et la densité de leurs couches concentriques étant presque uniforme, alors que la distance entre leurs centres dépasse considérablement les dimensions des sphères, les corps célestes peuvent être considérés comme des points matériels; en étudiant donc leurs interactions, on peut négliger en première approximation leurs écarts de la forme sphérique. Pour calculer les actions exercées par les écarts de cette sorte il est plus commode de procéder isolément en considérant ces écarts comme des perturbations (cf., par exemple, § 72).

## § 45. Identité de l'attraction et de la pesanteur

Tous les corps à la surface terrestre acquièrent en chute libre sous l'action de la pesanteur une accélération $g$ d'environ 981 cm/s$^2$.

Admettons que la variation de la pesanteur soit inversement proportionnelle au carré de la distance entre le corps et le centre de la Terre. Alors, par exemple, la Lune qui se trouve à 60 rayons terrestres de ce centre doit subir une accélération $g'$ $60^2$ fois plus faible que

celle qui s'exerce à la surface de la Terre, c'est-à-dire

$$g' = \frac{g}{60^2} = \frac{981}{3\,600} \text{ cm/s}^2 = 0{,}27 \text{ cm/s}^2.$$

La mécanique générale enseigne que pour un point qui se déplace uniformément suivant une circonférence, l'accélération centripète $w = \omega^2 r$, où $\omega$ est la vitesse angulaire du point, et $r$, le rayon de la circonférence.

En posant que l'orbite de la Lune est un cercle de rayon approché $r = 60 \cdot 6378$ km, et la durée de la révolution de la Lune autour de la Terre est de 27,3 jours moyens (mois sidéral), on obtient l'accélération centripète du mouvement orbital de la Lune

$$w = \left(\frac{2\pi}{27{,}3 \cdot 86\,400}\right)^2 \cdot 60 \cdot 6378 \cdot 10^5 \text{ cm/s}^2 = 0{,}27 \text{ cm/s}^2.$$

Les valeurs égales obtenues pour $g'$ et $w$ traduisent le fait que la force qui maintient la Lune sur son orbite (attraction) n'est rien d'autre que la pesanteur terrestre, réduite proportionnellement à la relation des carrés des distances Lune-centre de la Terre et surface terrestre-centre de la Terre.

Ce résultat a permis à Newton de conclure sur l'identité de la pesanteur et de l'attraction réciproque qui se manifestent entre tous les corps de l'Univers et d'énoncer sa loi sous la forme donnée au § 43.

## § 46. Variation de la pesanteur à la surface de la Terre

La pesanteur à la surface terrestre est une résultante de deux forces: de la force attractive dirigée vers le centre de masse de la Terre, et de la force centrifuge, perpendiculaire à l'axe de rotation de la Terre. La Terre étant aplatie dans le sens de son axe, l'attraction est plus forte près des pôles qu'en d'autres lieux et diminue dans le sens de l'équateur.

Par ailleurs, la force centrifuge s'excerce dans le sens opposé à l'attraction. Par suite, à la surface terrestre la pesanteur diminue à mesure qu'on se déplace des pôles vers l'équateur.

La différence entre les valeurs de l'accélération et de la pesanteur aux pôles et à l'équateur fait $g_{90} - g_0 = 983{,}2 - 978{,}0 = 5{,}2$ cm/s². Près de 2/3 de cette différence sont dus à l'accélération centrifuge à l'équateur et près de 1/3, à l'aplatissement de la Terre.

La moyenne adoptée de l'accélération de la pesanteur terrestre est de 981 cm/s².

Les résultats fournis par la mesure de l'accélération de la pesanteur en des lieux différents de la surface du globe ont révélé des

écarts (perturbations) de la pesanteur par rapport à la variation de sa valeur qui devrait correspondre dans des conditions normales à celle propre à un ellipsoïde. Ces écarts dits anomalies s'expliquent par la structure non homogène de l'écorce terrestre définie par la différence des masses extérieures visibles (massifs de montagnes, etc.), ainsi que des densités des roches constitutives de l'écorce terrestre.

De faibles écarts dans la structure des couches supérieures de l'écorce terrestre donnent lieu à des anomalies locales de la pesanteur, propres à des régions de peu d'étendue. Les anomalies locales témoignent de la présence des gisements des minerais de forte densité (métaux, par exemple) ou bien de faible densité (pétrole, sel gemme, par exemple).

## § 47. Propriétés particulières et nature de l'attraction

La loi de l'attraction universelle de Newton est la plus importante des lois de la nature. Cette loi bien simple traduite par une formule mathématique élémentaire permet de donner une explication exhaustive presque à tous les mouvements des astres et à une multitude d'autres faits et phénomènes complexes.

L'attraction possède plusieurs propriétés qui la distinguent des autres forces de la nature, par exemple, des forces électriques et magnétiques. Voici ses propriétés les plus remarquables.

1. Action à grande distance entre tous les corps de l'Univers sans exception quel que soit leur éloignement.

2. Dépendance de la position mutuelle des corps; si cette position change, la valeur des forces en jeu change également.

3. Indépendance de la composition chimique, de l'état physique et de diverses propriétés des corps, leur masse seule étant déterminante.

4. Absence d'obstacles pour sa manifestation.

Il n'existe ni panneau ni écran, quel que soit le matériau, capable ne serait-ce que partiellement de protéger contre la pesanteur. Il n'existe pas dans la nature d'autres phénomènes ou processus ayant cette allure de propagation. La lumière, par exemple, les rayons X, les ondes radio, les forces électriques et magnétiques, tout cela est absorbé, dans une telle ou telle mesure, par le milieu matériel, par des corps matériels divers.

La nature de l'attraction, son sens physique, ne sont pas encore clairs. D'après la théorie de la relativité générale d'Einstein (théorie de l'attraction), l'attraction est la manifestation des propriétés spatio-temporelles du monde, c'est la propriété primaire de la matière qui est à la base de tous les mouvements et qui est, au fond, quant à sa nature, identique à l'inertie.

## § 48. Mouvement d'un point matériel sous l'action de l'attraction (problème de deux corps)

Ce problème se résout par intégration des équations différentielles du mouvement obtenues à partir de l'équation fondamentale de la dynamique d'un point matériel (2.14) où $F$ est la force de l'attraction issue d'un point fixe. Nous n'allons pas intégrer ces équations parce que l'élève apprendra à le faire dans les cours d'astronomie théorique et de mécanique céleste. Considérons seulement les résultats obtenus.

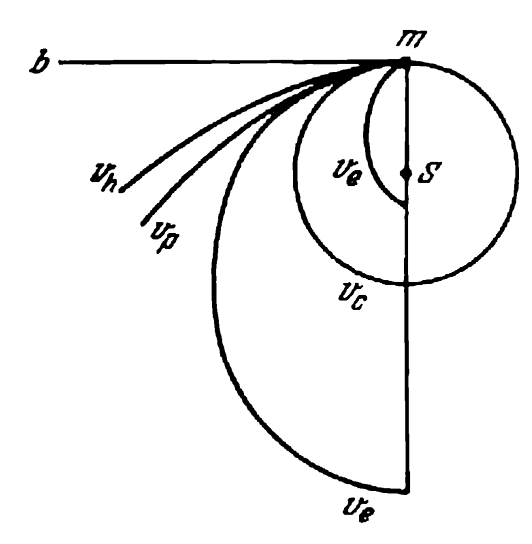


Fig. 30. Problème de deux corps.

Si une masse fixe $M$ concentrée en $S$ attire à un certain moment le point matériel $m$ avec une force inversement proportionnelle au carré de la distance, l'accélération du point $m$ sera dirigée suivant la droite $mS$ et son mouvement ultérieur dépendra de la distance, ainsi que de la valeur et de la direction de la vitesse $v_0$ que le point avait au moment initial (au moment où la masse $M$ a commencé à exercer son attraction).

Si la vitesse $v_0 > 0$ mais ne dépasse pas une certaine limite $v_c$, le point $m$ se déplace sur une ellipse dont l'un des foyers sera le point $S$ (fig. 30). Le plan de l'ellipse passera par les points $S$, $m$ et la direction de la vitesse $v_0$.

La forme et les dimensions de l'ellipse seront différentes en fonction de la valeur de la vitesse $v_0$. Avec de petites $v_0$ l'ellipse sera très aplatie, son grand axe dépassera légèrement $Sm$ et le point $S$ se trouvera au foyer le plus éloigné de $m$. Si la vitesse $v_0$ sera voisine de la vitesse $v_c$ mais plus petite que cette dernière, l'excentricité de l'ellipse sera petite, son demi-grand axe sera légèrement plus petit que $Sm$, le point $S$ s'approchera du centre de l'ellipse tout en restant dans le foyer le plus éloigné de $m$.

Si la vitesse initiale $v_0 = v_c$ et si elle est perpendiculaire à la ligne $Sm$, le point $m$ se déplacera sur un cercle de rayon $Sm$.

Si $v_0 > v_c$ mais ne dépasse pas une certaine limite $v_p = v_c\sqrt{2}$, le point $m$ se déplacera sur une ellipse mais le point $S$ tombera alors au foyer le plus proche de $m$, alors que le grand axe de l'ellipse sera d'autant plus grand que $v_0$ sera plus proche de $v_p$.

Si $v_0 = v_p = v_c\sqrt{2}$, le point $m$ se déplacera sur une parabole dont les deux branches s'éloignent à l'infini en s'approchant de la

direction parallèle à l'axe $Sm$. A mesure que le point $m$ s'éloigne du corps $M$, sa vitesse tend vers zéro.

Si $v_0 > v_p$, le point $m$ se déplacera sur une hyperbole dont les branches s'éloignent à l'infini et, dans le cas d'une très grande vitesse initiale, s'approchent de la direction perpendiculaire à l'axe $Sm$. A mesure que le point $m$ s'éloignera sur l'hyperbole, sa vitesse tendra vers une certaine constante.

Enfin, dans les cas limites, lorsque $v_0 = \infty$, le point $m$ se déplacera suivant la droite $mb$, et lorsque $v_0 = 0$, suivant la droite $mS$.

La vitesse $v$ du point $m$ à une distance quelconque du point $S$ est donnée par la formule

$$v^2 = f(M+m)\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right), \qquad (2.18)$$

où $a$ est le demi-grand axe de l'ellipse. Cette formule s'appelle *intégrale des forces vives.*

Si le point $m$ se déplace sur un cercle, c'est-à-dire si $r = a$, l'équation (2.18) devient

$$v_c = \sqrt{\frac{f(M+m)}{r}}, \qquad (2.19)$$

et si $m$ se déplace sur une parabole, $a = \infty$ et

$$v_p = v_c\sqrt{2}. \qquad (2.20)$$

La vitesse $v_c$ s'appelle *vitesse circonférentielle* et $v_p$, *vitesse parabolique.* La *vitesse elliptique* $v_e$ varie dans les limites $0 < v_e < v_p$, et la *vitesse hyperbolique*, $v_h > v_p$. Une orbite hyperbolique est déterminée par les mêmes six eléments qu'une orbite elliptique (cf. § 41) mais au lieu du demi-grand axe $a = \infty$ on se donne la distance au périhélie $q$. L'orbite parabolique est définie par cinq éléments: $i$, $\Omega$ $\omega$, $t_0$ et $q$, puisque pour une parabole $a = \infty$ et $e = 1$.

## § 49. Première loi de Kepler (généralisée)

Les lois de Kepler ont été obtenues empiriquement en explorant les mouvements apparents des planètes. Pour cette raison la première loi de Kepler énoncée au § 40 n'est vraie que pour les grandes planètes et ceux des corps du Système solaire (certains astéroïdes, comètes) qui se déplacent autour du Soleil sur des orbites fermées.

Or, s'il s'agit du mouvement des corps célestes en général, compte tenu de ce qui a été dit au paragraphe précédent, cette loi doit être énoncée de la façon suivante: « Sous l'action d'une force d'attraction un corps céleste se déplace dans le champ d'attraction de l'autre corps céleste suivant l'une des sections coniques qui sont un cercle, une ellipse, une parabole ou une hyperbole. »

Cette formulation de la première loi de Kepler la rend valable pour toutes les comètes dont les orbites sont des ellipses, des paraboles ou des hyperboles ; elle devient vraie également pour les satellites des grandes planètes, dont les orbites sont des ellipses dans les foyers desquelles se trouvent les grandes planètes ; et pour les binaires physiques (cf. § 154) qui tournent sur des orbites elliptiques autour d'un centre de masse commun, etc. La forme et les dimensions des orbites dépendent seulement de la valeur et de la direction de la vitesse initiale. Il n'y a qu'une exception, celle du mouvement circonférentiel, lorsque la vitesse du corps est toujours perpendiculaire au rayon de cercle.

## § 50. Deuxième loi de Kepler

Prenons un système de coordonnées orthogonales d'origine au centre de l'attraction, et dont le plan $xy$ se confond avec le plan de l'orbite de l'astre.

En projetant l'accélération et la force sur les axes $x$ et $y$ (fig. 31),

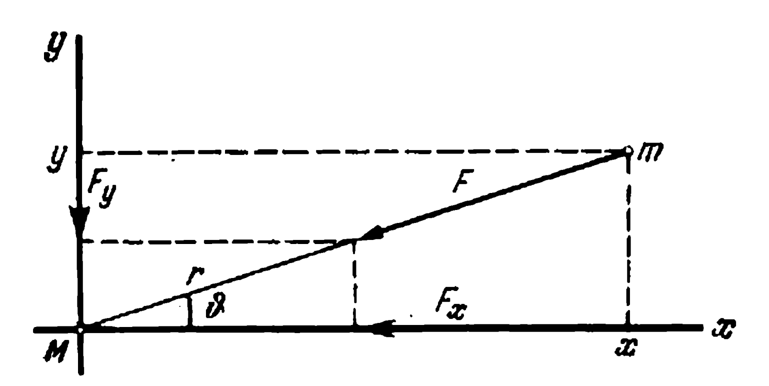



Fig. 31. Illustration de la deuxième loi de Kepler ($M$ — corps central, centre d'attraction ; $m$ — corps animé d'un mouvement de rotation).

écrivons l'équation fondamentale de la dynamique (2.14) sous la forme

$$m\frac{d^2x}{dt^2}=F_x, \qquad m\frac{d^2y}{dt^2}=F_y.$$

En multipliant ces équations respectivement par $y$ et $x$ et en retranchant la première de la deuxième, on obtient

$$m\left(x\frac{d^2y}{dt^2}-y\frac{d^2x}{dt^2}\right)=xF_y-yF_x$$

ou

$$m\frac{d}{dt}\left(x\frac{dy}{dt}-y\frac{dx}{dt}\right)=xF_y-yF_x.$$

Puisque la force est appliquée au centre, on a la relation

$$\frac{F_x}{F_y} = \frac{x}{y}, \text{ c'est-à-dire } yF_x = xF_y.$$

Donc

$$\frac{d}{dt}\left(x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt}\right) = 0$$

ou

$$x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt} = \text{const.} \tag{2.21}$$

En coordonnées polaires

$$x = r\cos\vartheta, \; y = r\sin\vartheta,$$

où $r$ est la distance entre le point et l'origine (rayon vecteur du point), et $\vartheta$, l'angle polaire (anomalie vraie).

Si l'on passe du système orthogonal aux coordonnées polaires, l'expression (2.21) devient

$$r^2\frac{d\vartheta}{dt} = \text{const}, \tag{2.22}$$

c'est-à-dire les aires balayées par le rayon vecteur en une unité de temps est une constante. C'est là l'énoncé mathématique de la deuxième loi de Kepler (cf. § 40).

## § 51. Troisième loi de Kepler (précisée)

Dans un mouvement circulaire, l'accélération $w = \omega^2 r$, où la vitesse angulaire $\omega = \frac{2\pi}{T}$ et $T$ est la durée de révolution suivant une circonférence. Par conséquent, l'accélération

$$w = \frac{4\pi^2 r}{T^2}.$$

Si l'on considère le mouvement circulaire relatif d'un corps céleste de masse $m$ autour d'un corps central de masse $M$, on a d'après l'équation (2.17) l'accélération relative

$$w_{\text{rel}} = f\frac{(M+m)}{r^2}.$$

Puisque $w$ et $w_{\text{rel}}$ sont la même accélération, en égalisant leurs deuxièmes membres on obtient

$$\frac{r^3}{T^2(M+m)} = \frac{f}{4\pi^2} = \text{const.} \tag{2.23}$$

Si l'on examine le mouvement d'un corps céleste sur une ellipse, on obtient une relation analogue à (2.23) à cette différence près que le rayon du cercle $r$ y sera remplacé par le demi-grand axe $a$,

et $T$ représentera la durée de révolution du corps suivant l'ellipse. Ecrivons cette relation pour deux corps dont les masses sont $m_1$ et $m_2$, les demi-grands axes de leurs orbites elliptiques $a_1$ et $a_2$, et les durées de leurs révolutions autour de leurs corps centraux de masses $M_1$ et $M_2$ sont désignées par $T_1$ et $T_2$. On a alors

$$\frac{a_1^3}{T_1^2 (M_1+m_1)}=\frac{f}{4\pi^2}, \qquad \frac{a_2^3}{T_2^2 (M_2+m_2)}=\frac{f}{4\pi^2},$$

d'où

$$\frac{T_1^2 (M_1+m_1)}{T_2^2 (M_2+m_2)}=\frac{a_1^3}{a_2^3}. \tag{2.24}$$

C'est l'expression exacte de la troisième loi de Kepler. Si l'on considère le mouvement de deux planètes autour du Soleil, c'est-à-dire autour d'un même corps ($M_1 = M_2$) et si l'on néglige les masses des planètes ($m_1 \approx m_2 \ll M$), comparées à la masse du Soleil, on obtient la formule (2.7) que Kepler a déduite d'après les observations:

$$\frac{T_1^2}{T_2^2}=\frac{a_1^3}{a_2^3}.$$

Les masses des planètes sont négligeables par rapport à la masse du Soleil, la formule de Kepler s'accorde bien avec les observations.

L'intérêt des formules (2.23) et (2.24) est capital pour l'astronomie du fait qu'elles permettent de déterminer les masses des corps célestes (cf. § 58).

### § 52. Notion du mouvement perturbé

Si un corps du Système solaire n'était attiré que par le Soleil, il se déplacerait autour du Soleil exactement suivant les lois de Kepler. Un tel mouvement, conforme à la solution du problème de deux corps, s'appelle *mouvement non perturbé*. Or, en fait tous les corps du Système solaire sont attirés non seulement par le Soleil, mais encore l'un par l'autre. C'est pourquoi aucun membre du Système solaire ne se déplace sur une trajectoire strictement elliptique, parabolique ou hyperbolique, et d'autant plus, circulaire. Les écarts que les mouvements des corps enregistrent par rapport aux lois de Kepler s'appellent *inégalités* ou *perturbations* et le mouvement réel des corps est dit *perturbé*. Les perturbations des corps du Système solaire sont très compliquées et, bien qu'elles sont relativement faibles, il est très difficile d'en tenir compte, les masses des corps intéressés comparées à celle du Soleil étant très petites (leur masse totale est inférieure à 1/700$^e$ de la masse solaire). Les perturbations peuvent être considérées comme une différence entre les positions de l'astre animé d'un mouvement perturbé et d'un mouvement non perturbé, le mouvement perturbé étant représenté comme un mouvement régi par les lois de Kepler mais pour lequel les éléments de l'orbite sont variables.

Les variations des éléments de l'orbite d'un corps céleste dues à son attraction par d'autres corps que le corps central s'appellent *perturbations* ou *inégalités*. Il existe des perturbations des éléments *séculaires* et *périodiques*.

Les perturbations séculaires des corps du Système solaire dépendent de la position relative de leurs orbites qui change peu pendant de grands intervalles de temps. Il s'ensuit que les perturbations séculaires se produisent toujours dans la même direction et sont à peu près proportionnelles au temps. Ce type de perturbations affecte deux éléments de l'orbite, la longitude du nœud ascendant $\Omega$ et la longitude du périhélie $\pi$.

Les perturbations périodiques dépendent de la position relative des corps sur leurs orbites, dont le mouvement sur des orbites fermées se reproduit dans des intervalles de temps définis. Aussi se produisent-elles tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre et affectent dans telle ou telle mesure tous les éléments de l'orbite. Les orbites non perturbées de grandes planètes étant des courbes fermées (ellipses) et les perturbations séculaires n'affectant que la longitude des nœuds et la longitude du périhélie, le système planétaire doit rester dans l'avenir dans ses gros traits tel que nous le voyons aujourd'hui. Toutefois, le problème de la stabilité du Système solaire au cours de grands intervalles de temps (pendant des milliards d'années, par exemple) n'a pas toujours trouvé de solution.

## § 53. Notion de la force perturbatrice

Soient trois corps célestes, le Soleil $S$ de masse $M$, la planète $P_1$ de masse $m_1$ à la distance $r_1$ du centre du Soleil et la planète $P_2$ de masse $m_2$ à la distance $r_2$ du centre du Soleil et à la distance $r$ de la planète $P_1$ (fig. 32). Tous ces trois corps exercent l'un sur l'autre une action définie par la loi de l'attraction universelle de Newton.

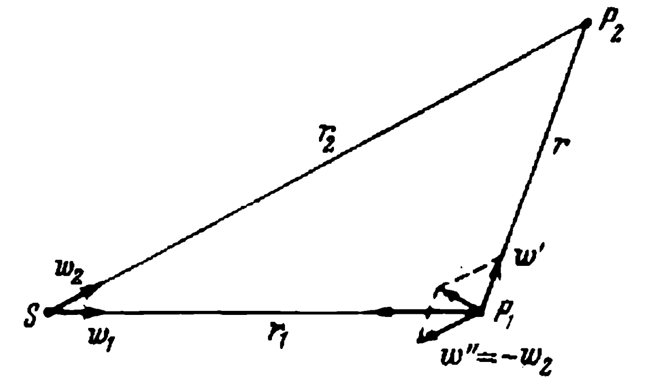


Fig. 32. Force perturbatrice.

Le Soleil subit l'accélération

$$w_1 = f\frac{m_1}{r_1^2}$$

dans la direction $SP_1$ due à la planète $P_1$, et l'accélération

$$w_2 = f\frac{m_2}{r_2^2}$$

dans la direction $SP_2$ due à la planète $P_2$.

Quel sera le mouvement de la planète $P_1$ par rapport au Soleil? Dans le cas envisagé la planète $P_1$ subira l'action des forces qui provoquent les accélérations suivantes

$$w = f\frac{M+m_1}{r_1^2} \text{ dans la direction } P_1S,$$

$$w' = f\frac{m_2}{r^2} \text{ dans la direction } P_1P,$$

et

$$w'' = -w_2 = f\frac{m_2}{r_2^2} \text{ dans la direction parallèle à } P_2S.$$

La première accélération $w$ est celle du mouvement relatif dû à l'attraction du Soleil; elle conditionne le mouvement keplérien de la planète $P_1$ autour du Soleil.

Les accélérations $w'$ et $w''$ constituent la *force perturbatrice* et conditionnent les écarts du mouvement de la planète $P_1$ par rapport aux lois de Kepler. La force perturbatrice se compose par conséquent de deux forces: de la force avec laquelle la planète $P_2$ agit sur la planète $P_1$, et de la force avec laquelle la planète $P_2$ agit sur le Soleil. L'accélération $w''$ étant portée dans le sens opposé à $w_2$, la force perturbatrice est la différence géométrique des actions du corps perturbateur sur la planète et sur le Soleil. La figure 32 montre que dans le cas général la direction de la force perturbatrice (accélération perturbatrice) n'est pas celle du corps perturbateur, c'est-à-dire de la planète $P_2$. La force perturbatrice sera dirigée exactement vers le corps perturbateur $P_2$ seulement dans le cas où les astres $P_1$ et $P_2$ seront alignés avec le Soleil et, de plus, se trouveront tous les deux du même côté de ce dernier (dans l'ordre $SP_1P_2$ ou $SP_2P_1$). Mais si $P_1$ et $P_2$, tout en étant alignés avec le Soleil ($P_1SP_2$), se trouvent de part et d'autre de ce dernier, alors la force perturbatrice sera dirigée du côté du corps perturbateur. Le mouvement des astres fait que la grandeur et la direction de la force perturbatrice changent à tout instant.

## § 54. Force perturbatrice du mouvement de la Lune

Pour la Lune, le corps central est la Terre et le corps perturbateur principal, le Soleil.

Les planètes exercent également sur son mouvement une action perturbatrice mais cette action est relativement faible par rapport à celle produite par le Soleil. L'accélération de la Lune résultant de l'attraction du Soleil:

$$w = f\frac{M}{r_1^2},$$

où $M$ est la masse du Soleil et $r_1$, la distance de la Lune au Soleil.

Quant à la Terre, son attraction communique à la Lune l'accélération

$$g=f\frac{m}{r^2},$$

où $m$ est la masse de la Terre et $r$, la distance de la Lune à la Terre.

En divisant la première accélération par la deuxième, on a

$$\frac{w}{g}=\frac{M}{m}\left(\frac{r}{r_1}\right)^2.$$

Puisque $\frac{M}{m}=333\ 000$, et $\frac{r}{r_1}=\frac{1}{390}$, l'attraction de la Lune par le Soleil est deux fois et demie plus grande que celle de la Lune par la Terre. Mais le mouvement de la Lune par rapport à la Terre est influencé non pas par l'attraction solaire, mais par la différence entre les attractions du Soleil et de la Terre (cf. § 53). Or, puisque l'attraction de la Terre due à l'attraction du Soleil

$$w'=f\frac{M}{a^2},$$

où $a$ est la distance de la Terre au Soleil, l'accélération perturbatrice $w_1$ du mouvement de la Lune est égale à la différence des accélérations $w$ et $w'$.

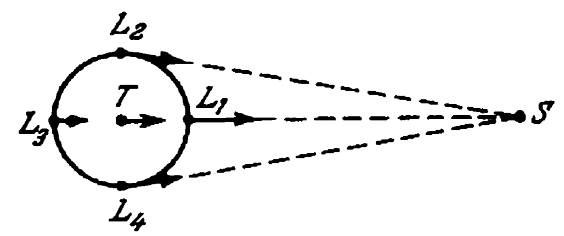



Fig. 33. Force perturbatrice dans le mouvement de la Lune.

Cette accélération $w_1$, et donc la force perturbatrice, est maximale lorsque la Lune $L_1$ se trouve entre le Soleil $S$ et la Terre $T$ (fig. 33). L'accélération perturbatrice s'écrit alors

$$w_1=\frac{fM}{(a-r)^2}-\frac{fM}{a^2}=fM\frac{2ar-r^2}{(a-r)^2\,a^2},$$

$r$ étant petit par rapport à $a$, $a-r$ diffère peu de $a$, et les parenthèses du dénominateur peuvent être remplacées par $a^2$, alors que la valeur $r^2$ du nominateur peut être négligée. Il vient,

$$w_1\approx f\frac{2rM}{a^3}.$$

En $L_3$ (fig. 33), l'accélération communiquée à la Lune par le Soleil est presque la même. En effet,

$$w_3=\frac{fM}{a^2}-\frac{fM}{(a+r)^2}\approx f\frac{2rM}{a^3}.$$

Ainsi, la force perturbatrice du mouvement de la Lune est inversement proportionnelle non pas au carré, mais au cube de la distance

au corps perturbateur (Soleil), et sa grandeur est

$$\frac{w_1}{g} = 2\,\frac{M}{m}\left(\frac{r}{a}\right)^3,$$

c'est-à-dire elle fait à peu près $\frac{1}{90}$ de l'attraction de la Lune par la Terre.

En $L_1$ la force perturbatrice du Soleil éloigne la Lune de la Terre, et en $L_3$, elle éloigne la Terre de la Lune. En $L_2$ et $L_4$ la force perturbatrice rapproche quelque peu la Lune de la Terre, puisque les forces avec lesquelles le Soleil les attire sont égales en valeur, alors que leurs directions se croisent sous un angle aigu.

## § 55. Marées montantes et descendantes

Les dimensions de la Terre n'étant pas infiniment petites par rapport aux distances entre la Lune et le Soleil, les forces de l'attraction exercées par la Lune et le Soleil indépendamment de la

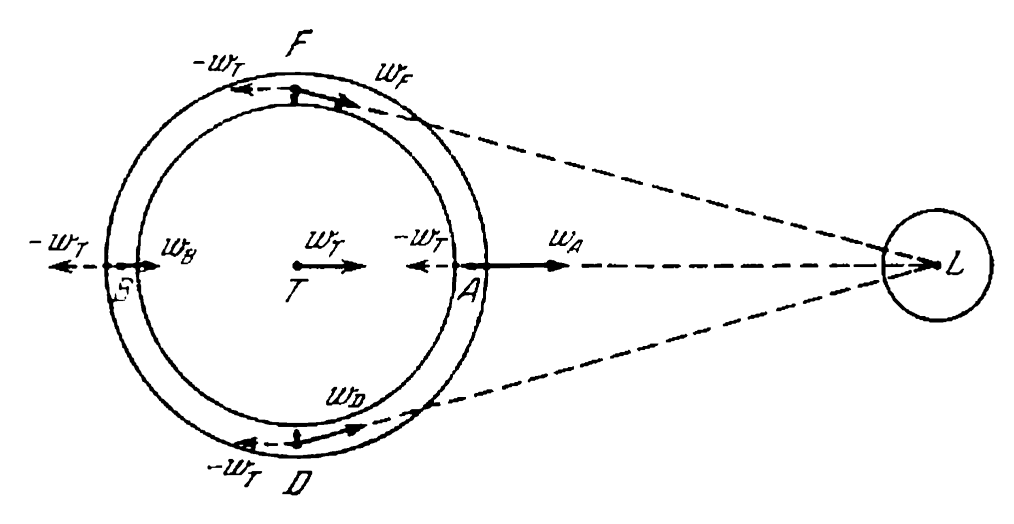



Fig. 34. Formation des marées.

forme de la Terre se manifestent différemment en différents points de la Terre. Il en résulte une force perturbatrice qui agit sur ces points conformément aux distances et aux directions séparant ces points du corps attirant. Si la Terre était un corps parfaitement solide, c'est-à-dire si la position de ses points ne variait pas par rapport au centre, ces forces perturbatrices provoqueraient dans le corps de la Terre des tensions à peine perceptibles. Mais la Terre n'est pas un corps solide parfait et l'action des forces perturbatrices sur certaines parties de la surface terrestre provoque le phénomène des *marées* qui peuvent être *montantes* ou *descendantes*.

Supposons, pour simplifier, toute la surface solide de la Terre recouverte uniformément d'une couche d'eau (fig. 34). La Lune

attire vers elle chaque particule de la surface solide de la Terre, chaque goutte d'eau dans l'océan, en leur communiquant des accélérations inversement proportionnelles au carré de la distance entre la particule et le centre de la Lune. La résultante des accélérations communiquées aux particules solides, qui passe par le centre de la Terre $T$, s'écrit

$$w_T = f\frac{m}{r^2},$$

où $m$ est la masse de la Lune et $r$, la distance entre les centres de la Lune et de la Terre. Quant à la couche d'eau, l'accélération en $A$ est plus grande que $w_T$ et en $B$, elle est plus petite que $w_T$ du fait que

$$w_A = f\frac{m}{(r-R)^2} \quad \text{et} \quad w_B = f\frac{m}{(r+R)^2},$$

où $R$ est le rayon de la Terre.

L'accélération relative (par rapport au centre de la Terre) en $A$ est égale à la différence $w_A - w_T$, c'est-à-dire

$$w_A - w_T = fm\left[\frac{1}{(r-R)^2} - \frac{1}{r^2}\right]$$

ou

$$w_A - w_T = fm\frac{2rR - R^2}{(r-R)^2 r^2}.$$

Le rayon de la Terre $R$ étant une petite grandeur par rapport à la distance $r$ Terre-Lune, on peut négliger au nominateur le terme $R^2$, et au lieu de la différence $(r - R)$ laisser au dénominateur seulement $r$. On a alors

$$w_A - w_T = fm\frac{2R}{r^3}.$$

Cette différence des accélérations est dirigée du centre de la Terre, puisque $w_A > w_T$. La différence des accélérations $w_B - w_T$ est à peu près la même en grandeur, elle est dirigée également du centre de la Terre puisque $w_B < w_T$. Par conséquent, en $A$ et en $B$ l'action de la Lune affaiblit la pesanteur à la surface terrestre.

En $F$ et en $D$ les accélérations $w_F$ et $w_D$ imprimées par la Lune forment un angle très obtus avec l'accélération inverse à l'accélération en $T$ ; les résultantes de l'accélération sont dirigées ici presque vers le centre de la Terre. Par suite, en $F$ et en $D$, l'action de la Lune renforce la pesanteur terrestre.

Aux points intermédiaires entre $F$ et $A$, $A$ et $D$, les résultantes de l'accélération sont dirigées vers le point $A$, et entre $F$ et $B$, $B$ et $D$, vers le point $B$. Si on décompose les résultantes suivant le rayon et la tangente, aux points intermédiaires la pesanteur devient quelque peu plus forte ou plus faible et, ce qui importe surtout d'un côté de la Terre ($FAD$), les accélérations sont dirigées vers le point $A$

et de l'autre côté (*FBD*), vers le point *B*. Ces accélérations font que l'eau de la couche tend d'un côté de la Terre vers le point *A* où la Lune est au zénith, et de l'autre, vers le point *B* où elle est au nadir.

L'attraction lunaire fait donc que la couche d'eau terrestre prend la forme d'un ellipsoïde aplati dans la direction de la Lune, en produisant ainsi dans le voisinage des points *A* et *B* un flux et dans le voisinage des points *F* et *D*, un reflux.

La rotation de la Terre a pour effet de déplacer à chaque instant les bourrelets de marée. C'est pourquoi entre deux passages au méridien (supérieur ou inférieur) homologues de la Lune (en moyenne $24^h52^m$), les bourrelets de marée parcourront tout le globe terrestre en produisant en chaque point deux marées montantes et deux descendantes.

L'attraction du Soleil produit également des marées mais elles sont de 2,2 fois plus faibles que les marées lunaires. En effet, l'accélération due à l'action du Soleil est

$$fM_{\odot}\frac{2R}{a^3},$$

où $M_{\odot}$ est la masse du Soleil et $a$, la distance Terre-Soleil. En divisant l'accélération produite par la Lune par celle due au Soleil, on obtient

$$\frac{m}{M_{\odot}}\frac{a^3}{r^3} \approx 2{,}2,$$

puisque $M_{\odot} = 333\,000$ masses de la Terre, $m \approx \frac{1}{81}$ de la masse de la Terre et $a = 390\ r$. Il s'ensuit que l'action exercée par le Soleil est 2,2 fois plus faible que celle de la Lune. Les marées solaires ne s'observent pas isolément, elles ne font que modifier l'amplitude des marées lunaires.

Lorsque le Soleil et la Lune sont en conjonction (*syzygies* de pleine ou nouvelle Lune) les marées solaire et lunaire surviennent en même temps, les actions du Soleil et de la Lune s'ajoutent et l'amplitude des marées est maximale. Dans le premier et le dernier quartier (dits *quadratures*) au moment de la marée montante lunaire le Soleil produit une marée descendante; cette dernière action se retranche donc de celle de la Lune et l'amplitude de la marée est minimale.

En réalité le phénomène des marées est bien plus complexe. L'eau ne couvre pas la surface terrestre tout entière et l'onde de marée (le bourrelet de marée), en parcourant la surface de l'océan, subit le freinage des rives complexes des côtes, des formes différentes du relief sous-marin qu'elle rencontre sur son chemin. Il en résulte généralement que le moment du flux ne coïncide pas avec celui du passage de la Lune au méridien, mais retarde d'un même inter-

valle de temps qui atteint parfois six heures. Cet intervalle de temps s'appelle *établissement de port*. La hauteur de la marée varie également suivant les lieux. Dans les mers intérieures (mer Noire, mer Baltique, par exemple), les marées sont négligeables, à peine quelques centimètres. Elles sont très hautes surtout dans des baies étroites. Par exemple, dans la baie de Guijiguinskaïa (mer d'Okhotsk) la marée atteint 11 m, et dans la baie de Fundy au Canada, elle va même jusqu'à 19,6 mètres. Le frottement de l'onde de marée contre les parties solides de la Terre provoque le ralentissement systématique de sa rotation (cf. § 75).

L'atmosphère terrestre subit également des marées, ce qui entreîne des variations de la pression atmosphérique. Les phénomènes de marée ont été décelés également dans l'écorce terrestre bien qu'à une échelle beaucoup plus faible que dans les océans. De toutes façons, ces marées font que les points de la surface terrestre montent et descendent deux fois par jour en moyenne de quelques décimètres.

## § 56. Problème de trois corps et plus

La détermination du mouvement des trois corps qui s'attirent mutuellement avec une force inversement proportionnelle au carré de la distance qui les sépare s'appelle *problème de trois corps*.

En 1912, le mathématicien finlandais K. Sundmann a obtenu la solution théorique de ce problème dans des conditions initiales arbitraires sous la forme de séries convergentes. Mais ces séries sont si compliquées et leur convergence si lente qu'elles sont inutilisables pour le calcul de la position des corps dans l'espace et pour en tirer des conclusions quelles qu'elles soient sur l'allure et les propriétés des mouvements de ces corps. C'est pourquoi pour le moment les formules de Sundmann n'ont aucun intérêt pratique.

Sous certaines conditions initiales restreintes, le problème de trois corps a été résolu d'abord par Euler (1767), puis, d'une façon plus complète, par Lagrange (1772). Les résolutions de ce type s'obtiennent dans les deux cas suivants:

1) les trois corps sont alignés et tournent en cette position autour d'un centre de masse commun (problème d'Euler);

2) les trois corps se situent aux sommets d'un triangle équilatéral et tournent autour d'un centre de masse commun de façon que le triangle reste toujours équilatéral.

Lagrange pensait que ses solutions n'ont qu'une valeur théorique. Pourtant au XIX$^e$ siècle on a découvert deux groupes d'astéroïdes (petites planètes) dont les mouvements correspondaient à peu près à la deuxième solution de Lagrange (cf. § 140).

Le problème de la détermination des mouvements de quatre corps et plus (*problème de n corps*) qui s'attirent mutuellement d'après la loi de Newton, encore plus complexe que le précédent,

n'est pas résolu jusqu'à ce jour. Aussi lorsqu'on étudie les mouvements de *n* corps, par exemple des corps du Système solaire, on applique la *méthode de calcul des perturbations* qui permet de trouver une solution approchée donnant une approximation suffisante de la solution exacte pour un intervalle de temps défini. Le calcul des perturbations dans le Système solaire est un des problèmes les plus importants mais très difficiles de la mécanique céleste, dont la résolution est devenue de nos jours bien plus facile grâce à l'application des calculateurs électroniques.

## § 57. Découverte de Néptune

L'une des acquisitions les plus brillantes de la mécanique céleste est la découverte de la planète Néptune.

En 1781 l'astronome amateur anglais Herschel a découvert tout à fait par hasard une nouvelle grande planète appelée Uranus, que l'on prenait auparavant pour une étoile et dont les coordonnées ont été plus d'une fois déterminées au cours d'un siècle. Lorsqu'on a commencé à calculer d'après ces coordonnées l'orbite de l'Uranus, on a constaté que son mouvement, même compte tenu de toutes les perturbations dues aux grandes planètes connues à l'époque, donne lieu à des écarts par rapport au mouvement képlérien. Pour expliquer ces perturbations on a émis l'hypothèse suivant laquelle ces dernières étaient produites par une autre grande planète encore inconnue; il fallait donc que l'astronomie établisse, d'après les perturbations du mouvement d'Uranus, la position (les coordonnées) de la planète perturbatrice. Ce problème mathématique très difficile a été résolu presque simultanément et indépendamment l'un de l'autre par le Français Le Verrier et l'Anglais Adams. Le 23 septembre 1846 l'astronome allemand Galle a trouvé la planète hypothétique seulement à 1° de la position que lui avait indiquée Le Verrier. La nouvelle planète a reçu le nom de Néptune.

La découverte de Néptune, faite suivant l'expression d'Engels « au bout d'une plume », a été le triomphe du principe de l'attraction universelle de Newton.

## § 58. Détermination des masses des corps célestes

La loi de l'attraction universelle de Newton permet de déterminer la masse, l'une des plus importantes de ses caractéristiques physiques d'un corps céleste.

La masse d'un astre peut être définie: a) en mesurant la pesanteur à la surface du corps considéré (méthode gravimétrique); b) en appliquant la troisième loi de Kepler (précisée); c) en analysant les perturbations produites par un astre dans les mouvements d'autres corps célestes.

La première méthode n'est applicable pour le moment qu'à la Terre.

D'après la loi de l'attraction, l'accélération de la pesanteur à la surface terrestre

$$g = f\frac{m}{R^2},$$

où $m$ est la masse de la Terre et $R$, son rayon. On en tire la masse de la Terre

$$m = \frac{gR^2}{f}. \tag{2.25}$$

L'accélération de la pesanteur $g$ (ou plus précisément, l'accélération de la composante de la pesanteur due seulement à la force d'attraction), de même que le rayon $R$, est donnée par la mesure directe à la surface de la Terre (cf. § 46 et 62). La constante de l'attraction universelle $f$ est définie avec une précision suffisante par les expériences de Cavendish et de Jolly, bien connues en physique.

Avec les valeurs de $g$, $R$ et $f$ adoptées actuellement, on obtient d'après la formule (2.25) la masse de la Terre

$$m = 5{,}976 \cdot 10^{27}\text{g} \approx 6 \cdot 10^{27}\text{g}.$$

En connaissant la masse da la Terre et son volume, on trouve facilement la densité moyenne de la Terre qui est de 5,52 g/cm³.

La troisième loi de Kepler (précisée) permet de déterminer la relation entre la masse du Soleil et la masse d'une planète si cette dernière possède au moins un satellite et si l'on connaît la distance entre ce satellite et la planète ainsi que la période de rotation du satellite autour de la planète.

En effet, le mouvement du satellite autour de la planète est soumis aux mêmes lois que le mouvement de la planète autour du Soleil; par conséquent l'équation (2.24) peut s'écrire

$$\frac{T^2(M+m)}{t_s^2(m+m_s)} = \frac{a^3}{a_s^3},$$

où $M$, $m$ et $m_s$ sont les masses du Soleil, de la planète et du satellite; $T$ et $t_s$, les périodes de rotation de la planète autour du Soleil et du satellite autour de la planète; $a$ et $a_s$, les distances de la planète au Soleil et du satellite à la planète, respectivement.

En divisant la nominateur et le dénominateur du premier membre de cette équation par $m$ et en la résolvant par rapport aux masses, on obtient

$$\left(\frac{M}{m}+1\right) : \left(1+\frac{m_s}{m}\right) = \frac{t_s^2 a^3}{T^2 a_s^3}. \tag{2.26}$$

Le rapport $\frac{M}{m}$ est très grand pour toutes les planètes; le rapport $\frac{m_s}{m}$, lui, est très petit (sauf pour la Terre et son satellite, la Lune)

et on peut le négliger. Il ne reste alors dans (2.26) qu'un seul rapport inconnu $\frac{M}{m}$ facilement calculé d'après notre équation. Par exemple, pour Jupiter le rapport inverse $\frac{m}{M}$ établi de cette façon est 1 : 1050.

La masse de la Lune, l'unique satellite de la Terre, étant relativement grande par rapport à la masse terrestre, le rapport $\frac{m_s}{m}$ de (2.26) ne peut être négligé. Pour comparer la masse du Soleil à la masse de la Terre, il faut calculer au préalable la masse de la Lune La détermination précise de la masse de la Lune est un problème assez difficile et pour le résoudre il faut étudier celles des perturbations dans le mouvement de la Terre qui sont dues à la Lune.

Sous l'action de l'attraction lunaire la Terre doit décrire pendant un mois une ellipse autour du centre de masse commun du système Terre-Lune.

D'après les déterminations exactes des positions apparentes du Soleil on a découvert des variations de sa longitude à période d'un mois appelées « *inégalité lunaire* ». La présence de « l'inégalité lunaire » dans le mouvement apparent du Soleil témoigne du fait que le centre de la Terre décrit réellement en un mois une petite ellipse autour d'un centre de masse commun « Terre-Lune » (barycentre), situé à l'intérieur de la Terre à une distance de 4650 km de son centre. Cela a permis de calculer le rapport entre la masse de la Lune et la masse de la Terre: $\frac{1}{81,56}$ . La position du centre de masse du système Terre-Lune a été établie également à partir des observations de l'astéroïde Eros en 1930-1931. Le rapport entre les masses Lune-Terre qu'elles ont fourni est de $\frac{1}{81,27}$. Enfin, d'après les perturbations enregistrées dans le mouvement des satellites artificiels de la Terre ce rapport est de $\frac{1}{81,30}$ . Cette dernière grandeur est la plus exacte et en 1964 l'Union Astronomique Internationale l'a adoptée comme définitive au nombre d'autres constantes astronomiques. Cette grandeur a été confirmée en 1966 par le calcul de la masse de la Lune d'après les paramètres de rotation de ses satellites artificiels.

Selon le rapport connu entre les masses de la Lune et de la Terre, on déduit de l'équation (2.26) que la masse du Soleil $M_\odot$ est 333 000 fois plus grande que celle de la Terre, c'est-à-dire

$$M_\odot \approx 2 \cdot 10^{33} \mathrm{g}.$$

Si l'on connaît la masse du Soleil et le rapport entre cette masse et la masse de toute autre planète possédant un satellite, on trouve sans peine la masse de cette planète.

Les masses des planètes qui ne possèdent pas de satellites (Mercure, Vénus, Pluton) se déterminent d'après l'effet perturbateur qu'elles produisent sur le mouvement des autres planètes ou comètes. Ainsi, par exemple, les masses de Vénus et de Mercure sont déterminées d'après les perturbations qu'elles provoquent dans le mouvement de la Terre, de Mars, de certains astéroïdes et de la comète Enke-Baklounde, ainsi que d'après les perturbations qu'elles provoquent l'une sur l'autre.

## § 59. Mouvement des satellites artificiels de la Terre

Le lancement le 4 octobre 1957 du premier satellite artificiel soviétique a inauguré une ère nouvelle dans l'histoire de l'humanité, celle des corps célestes artificiels.

Bien que les astres artificiels soient régis par les mêmes lois que les astres naturels, certaines particularités de leurs orbites et les conditions qui déterminent l'allure de leur mouvement méritent un examen spécial.

Les satellites artificiels de la Terre sont mis sur orbite à l'aide de fusées multi-étages. Le dernier étage communique au satellite une vitesse définie à la hauteur donnée. Un corps lancé horizontalement à l'altitude $h$ de la surface terrestre devient satellite artificiel s'il a à cet instant une vitesse suffisante.

Si la vitesse de lancement est exactement égale à la vitesse circulaire à l'altitude donnée $h$, le corps sera placé sur une orbite circulaire.

Si cette vitesse dépasse la vitesse circulaire, le corps se déplacera suivant une ellipse, le périhélie de cette ellipse se confondant avec le point de la mise sur orbite.

Mais si la vitesse communiquée est un peu inférieure à la vitesse circulaire et l'altitude $h$ est suffisamment grande, l'orbite du corps sera également elliptique mais cette fois le point de la mise sur orbite se trouvera en aphélie.

La masse d'un satellite artificiel est infime par rapport à celle de la Terre et on peut la négliger; alors, la vitesse circulaire $v_c$ à la distance $r = R + h$ du centre de la Terre est, d'après (2.19) et (2.25),

$$v_c = \sqrt{\frac{fm}{R+h}} = \sqrt{\frac{gR^2}{R+h}}, \qquad (2.27)$$

où $m$ est la masse de la Terre; $R$, son rayon; $g$, l'accélération de la pesanteur à la surface terrestre; $h$, l'altitude du lancement du satellite par rapport à la surface terrestre.

La vitesse d'un satellite imaginaire sur une orbite circulaire rasant la surface terrestre ($h = 0$) pour $R = 6{,}370 \cdot 10^8$ cm et $g =$

$= 981$ cm/s² sera

$$v_{1\,\cos} = 7{,}91 \text{ km/s}.$$

La vitesse $v_{1\,\cos}$ s'appelle *première vitesse cosmique* ou vitesse de satellisation par rapport à la Terre. Toutefois, l'existence de l'atmosphère fait qu'un satellite se déplaçant tout près de la surface terrestre ne peut réellement exister. C'est pourquoi le lancement d'un satellite artificiel de la Terre se fait à une certaine altitude $h$ ($h > 150$ km). A une altitude $h$, la vitesse circulaire est plus petite que la première vitesse cosmique $v_{1\,\cos}$; on la calcule d'après l'équation (2.27) ou d'après la formule

$$v_c = v_{1\,\cos} \sqrt{\frac{R}{R+h}} \, .$$

Les éléments de l'orbite d'un satellite artificiel dépendent du lieu et du temps de son lancement, de la grandeur et de la direction de la vitesse initiale. La relation entre le demi-grand axe $a$ de l'orbite du satellite et sa vitesse initiale $v_0$ est donnée par l'intégrale des forces vives (2.18)

$$v_0^2 = fm \left( \frac{2}{r_0} - \frac{1}{a} \right),$$

où $r_0$ est la distance du point de la mise sur orbite du centre de la Terre.

Dans les cas courants, le lancement d'un satellite se fait dans une direction horizontale, ou plus précisément, perpendiculaire à la direction radiale. Pour un lancement horizontal, l'excentricité de l'orbite $e$ est

$$e = 1 - \frac{q}{a},$$

où $q$ est la distance du *périhélie* (le point de l'orbite le plus proche du centre de la Terre).

Dans le cas d'une orbite elliptique (fig. 35), $q = a\,(1 - e) = R + h_P$, où $h_P$ est la hauteur linéaire du périhélie au-dessus de la surface terrestre. La distance de l'*aphélie* (le point de l'orbite le plus éloigné du centre de la Terre) est $Q = a\,(1 + e) = R + h_A$, où $h_A$ est la hauteur de l'aphélie au-dessus de la surface terrestre. Si le lancement a été effectué au périhélie (ce qui n'est pas toujours le cas), $r_0 = q = R + h_P$.

La relation entre la forme de l'orbite et la vitesse initiale de la mise sur orbite est matérialisée par la figure 36. Si au point $K$ on a communiqué au satellite une vitesse horizontale égale à la vitesse circulaire pour cette distance du centre du globe, il se déplacera suivant l'orbite circulaire (I). Si en $K$ la vitesse initiale est inférieure à la vitesse circulaire correspondante, le satellite se déplacera suivant l'ellipse (II), et dans le cas d'une vitesse très faible, suivant l'ellipse

(III), très allongée et coupant la surface terrestre; dans ce cas, après le lancement, le satellite retombera à la surface sans boucler une seule rotation même. Si la vitesse en $K$ est supérieure à la vitesse correspondante, mais inférieure à la vitesse parabolique, le satellite parcourra l'ellipse (IV).

La disposition approchée de l'orbite elliptique d'un satellite dans l'espace est représentée sur la figure 37. Ici $i$ est l'inclinaison de l'orbite sur l'équateur terrestre; ☊, son nœud ascendant; ☋, son nœud descendant; $\pi$, le périhélie de l'orbite; $A$, son aphélie; ♈, la projection du point vernal sur l'équateur terrestre; $\Omega$, l'ascension droite du nœud ascendant; $\omega$, l'argument du périhélie.

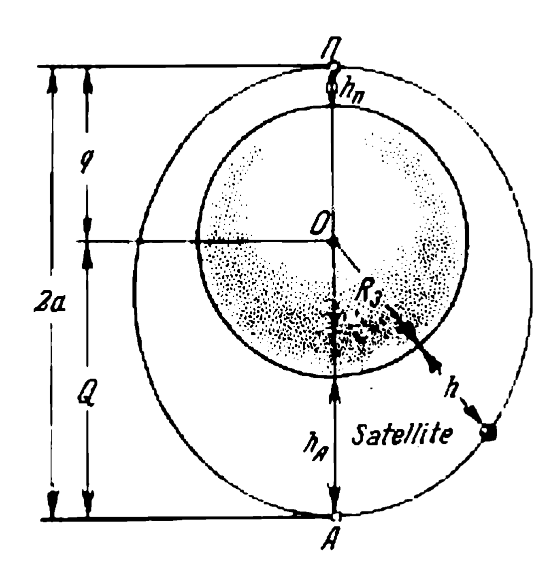



Fig. 35. Orbite elliptique d'un satellite artificiel de la Terre.

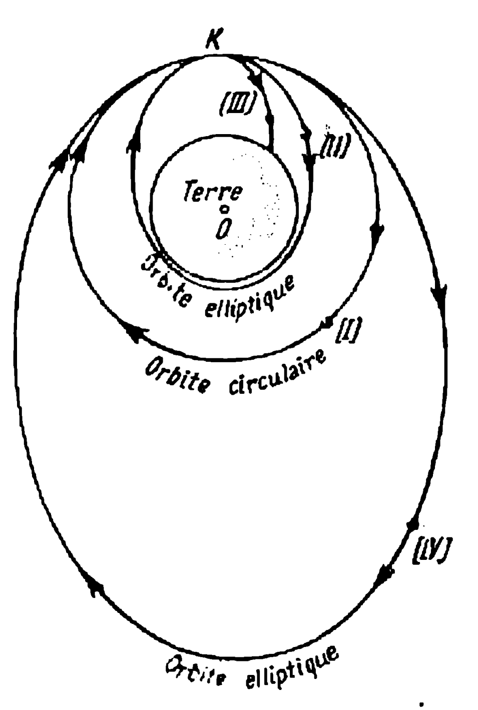



Fig. 36. Relation entre la forme d'un satellite artificiel de la Terre et sa vitesse initiale.

La période de rotation d'un satellite artificiel se calcule d'après la troisième loi de Kepler (2.23):

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{fm}} a^{3/2}$$

ou, si l'on tient compte de (2.25),

$$T = \frac{2\pi}{R\sqrt{g}} a^{3/2}.$$

Si $a$ est exprimé en kilomètres, avec $R = 6\,370$ km et $g = 981$ cm/s², la période de rotation s'obtient en minutes à partir de la formule

$$T = 1{,}659 \cdot 10^{-4} a^{3/2}.$$

Il y a deux causes essentielles qui conditionnent la variation de l'orbite d'un satellite artificiel: c'est le bourrelet équatorial de la Terre et la résistance de l'atmosphère. La première cause provoque des perturbations séculaires du nœud ascendant $\Delta\Omega$ et du périhélie $\Delta\omega$ qui se déterminent facilement d'après les formules de la mécanique céleste. La deuxième cause entraîne la diminution du demi-grand axe $a$, c'est-à-dire de l'altitude $h$, et la variation de la forme

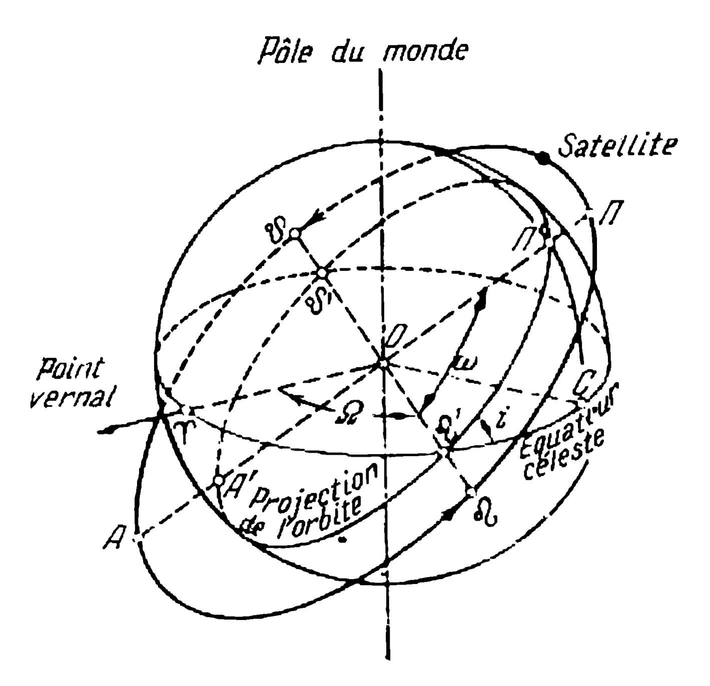



Fig. 37. Orbite d'un satellite artificiel de la Terre et sa projection sur la sphère céleste.

de l'orbite. Puisque la densité de l'atmosphère diminue rapidement avec l'altitude, la vitesse du satellite diminue et il subit la plus grosse part de la résistance dans le voisinage du périhélie. Il en résulte que la hauteur de l'aphélie diminue à chaque tour (la diminution de la hauteur du périhélie est bien plus lente). Il s'ensuit que le demi-grand axe et l'excentricité de l'orbite diminuent et l'orbite devient de plus en plus circulaire. Lorsque la hauteur de l'aphélie devient comparable à celle du périhélie, le satellite subit un freinage et perd en vitesse le long presque de toute son orbite, la hauteur de l'aphélie et du périhélie tombe encore plus vite et le satellite en s'approchant de la Terre en spirale, entre dans les couches denses de l'atmosphère et brûle. Comme à chaque tour le satellite descend plus bas, son énergie potentielle diminue, se transformant en partie en énergie cinétique. Cet accroissement de l'énergie cinétique couvre largement l'énergie du mouvement perdue par freinage. Il s'ensuit que la vitesse du satellite ne diminue pas, mais augmente, tandis

que l'orbite diminue. Par conséquent, à mesure que le satellite descend, la période de sa rotation autour de la Terre diminue.

Cette description du mouvement perturbé d'un satellite est donnée en première approximation. Les perturbations réelles des éléments de son orbite sont bien plus complexes et plus variées. L'aplatissement de la Terre, la différence entre le champ gravitationnel terrestre et le champ d'une masse attractive sphérique et symétrique donnent lieu à des perturbations séculaires de la longitude du nœud ascendant $\Omega$ et de l'argument du périhélie $\omega$. Ils sont aussi à l'origine de leurs perturbations périodiques, ainsi que de l'excentricité $e$ (très modérées, il est vrai) et de petites variations de l'inclinaison $i$ de l'orbite sur l'équateur.

L'atmosphère provoque non seulement la diminution séculaire du demi-grand axe $a$ et de l'excentricité $e$. La pression latérale qu'elle exerce sur le satellite en rotation conduit à la variation monotone de $i$, dont le signe est déterminé par la direction dans laquelle le satellite se déplace sur l'orbite. L'atmosphère conditionne également de faibles variations périodiques de $\Omega$ et de $\omega$.

Enfin, tous les éléments de l'orbite d'un satellite subissent de faibles perturbations dues à l'action de la Lune et du Soleil.

## § 60. Mouvement des appareils cosmiques

La trajectoire d'un appareil cosmique est composée de deux secteurs principaux, actif et passif. Le mouvement dans le secteur actif est défini essentiellement par la poussée des réacteurs et l'attraction de la Terre. Le secteur passif de la trajectoire commence dès le débranchement du moteur du dernier étage. Sur le secteur passif l'appareil cosmique se déplace sous l'action de l'attraction de la Terre et d'autres corps du Système solaire (Lune, Soleil, planètes).

Voici la méthode approchée du calcul préalable des trajectoires cosmiques. Si au début du secteur passif la vitesse de l'appareil est égale ou supérieure à la vitesse parabolique (2.20) et si on néglige les perturbations, l'engin décrira par rapport à la Terre une parabole ou une hyperbole jusqu'à ce qu'il s'échappe de la sphère d'action de la Terre ou entre dans la sphère d'action d'un autre corps céleste.

Par sphère d'action d'un corps de masse $m$ par rapport à un autre corps de masse $m'$ on entend la région à l'intérieur de laquelle on vérifie la condition

$$\frac{\Delta g}{g} < \frac{\Delta g'}{g'},$$

où $g$ et $g'$ sont les accélérations gravitationnelles dans le champ d'attraction des corps $m$ et $m'$, alors que $\Delta g$ et $\Delta g'$, les accélérations perturbatrices respectives de $m$ et $m'$. Le rayon de la sphère d'action

est égal à

$$\rho = r\left(\frac{m}{m'}\right)^{2/5},$$

où $r$ est la distance entre les corps $m$ et $m'$. Par exemple, le rayon d'action de la Terre par rapport au Soleil est de 930 000 km, et le rayon de la sphère d'action de la Lune par rapport à la Terre est de 66 000 km.

On peut en toute rigueur parler dans ce sens de la sphère d'action du Soleil seulement comme d'un domaine d'espace défini par rapport aux étoiles. Pour simplifier, on entendra par zone d'action du Soleil tout simplement le domaine de l'espace circumsolaire sans les sphères d'action des planètes par rapport au Soleil.

Après avoir pénétré dans la zone d'attraction d'un autre corps céleste, l'appareil cosmique se déplacera sous l'action de l'attraction de ce corps. La Terre n'attirera plus l'appareil et son rôle sera ramené à celui d'une force perturbatrice.

L'allure du mouvement ultérieur dépend de la vitesse à la frontière de la sphère d'action du corps céleste. Si cette vitesse est nulle par rapport au corps céleste, l'appareil cosmique tombera sur ce corps.

Si par rapport au corps considéré, la vitesse de l'appareil n'est pas nulle, mais inférieure à la vitesse parabolique, sous certaines conditions supplémentaires l'appareil pourra devenir satellite artificiel de ce corps et tourner autour de lui sur une orbite circulaire ou elliptique.

Enfin, si la vitesse de l'appareil cosmique est égale ou supérieure à la vitesse parabolique, après avoir décrit un segment de parabole ou d'hyperbole, l'appareil s'éloignera du corps considéré pour sortir ensuite de la sphère de son action.

Ainsi, l'appareil cosmique peut tomber à la surface d'un corps du Système solaire, peut devenir son satellite artificiel ou quitter les limites du Système solaire. Dans ce dernier cas sa vitesse à la frontière de la sphère d'action Terre-Soleil doit être égale ou supérieure à la vitesse parabolique par rapport au Soleil.

La première planète artificielle a été la fusée soviétique lancée le 2 janvier 1959.

Pour vaincre l'attraction terrestre et s'éloigner dans l'espace cosmique, il faut communiquer à l'appareil cosmique au début du secteur passif une vitesse égale ou supérieure à

$$v_{\text{p}} = v_{\text{c}}\sqrt{2} = \sqrt{\frac{2fm}{R+h}}, \qquad (2.28)$$

où $h$ est la hauteur linéaire du point initial du secteur passif. Près de la Terre, $h = 0$ et

$$v_{2\,\text{cos}} = v_{1\,\text{cos}}\sqrt{2} = 11{,}2 \text{ km/s}.$$

La vitesse $v_{2\cos}$ s'appelle *deuxième vitesse cosmique ou vitesse de libération par rapport à la Terre*. La vitesse parabolique à l'altitude $h$ est inférieure à la deuxième vitesse cosmique $v_{2\cos}$ ; elle se calcule d'après l'équation (2.28) ou d'après la formule

$$v_p = v_{2\cos}\sqrt{\frac{R}{R+h}}\,.$$

La vitesse d'un appareil cosmique en un point quelconque du secteur passif (sans tenir compte des perturbations) est déterminée par la formule

$$v^2 = fm\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right)\,. \qquad (2.29)$$

Pour que l'appareil cosmique, après avoir surmonté l'attraction terrestre et entré dans la zone d'attraction du Soleil, ne tombe pas à sa surface il doit avoir à cet instant une vitesse non nulle par rapport au Soleil. La différence entre la vitesse héliocentrique de l'appareil $V$ (qui détermine la forme de son orbite autour du Soleil) et la vitesse héliocentrique de la Terre $V_T$, s'appelle vitesse supplémentaire de l'appareil $V_{sup}$. C'est la vitesse avec laquelle l'appareil quitte la sphère d'action de la Terre par rapport au Soleil.

La vitesse initiale d'un appareil cosmique $v_0$ d'après la formule (2.29) est détermirée par l'équation

$$v_0^2 = \frac{2fm}{R+h} - \frac{fm}{a}\,.$$

Toujours d'après la formule (2.29), la vitesse de l'appareil à la distance $r = \rho$ (où $\rho$ est le rayon de la sphère d'action de la Terre), c'est-à-dire la vitesse supplémentaire $V_{sup}$ de l'appareil est donnée par l'équation

$$V_{sup}^2 = \frac{2fm}{\rho} - \frac{fm}{a}\,.$$

Les deux dernières équations amènent

$$v_0^2 - V_{sup}^2 = \frac{2fm}{R+h} - \frac{2fm}{\rho}\,.$$

D'après la formule (2.28) le premier terme du deuxième membre est égal à $v_p^2$, et avec $\rho \to \infty$, le deuxième terme s'annule. La vitesse initiale de l'appareil cosmique se calcule alors suivant la formule

$$v_0 = \sqrt{v_p^2 + V_{sup}^2}\,. \qquad (2.30)$$

Utilisons la formule (2.30) et cherchons quelle doit être la vitesse initiale pour que l'appareil cosmique lancé de la surface terrestre quitte le Système solaire. A cet effet, la vitesse héliocentrique $V$ doit être égale à la vitesse parabolique par rapport au Soleil. La vitesse circulaire de la Terre par rapport au Soleil $V_c$ = 29,8 km/s

(cf. § 40). La vitesse parabolique par rapport au Soleil à la distance de la Terre au Soleil est $V_p = V_c \sqrt{2} = 42{,}1$ km/s. Par conséquent, la vitesse héliocentrique d'un appareil cosmique doit être $V = V_p = 42{,}1$ km/s.

Si l'on prend pour vitesse héliocentrique de la Terre $V_T$ sa vitesse circulaire $V_c$, c'est-à-dire si $V_T = V_c = 29{,}8$ km/s, à la sortie de l'appareil de la sphère d'action de la Terre dans le sens du mouvement orbital sa vitesse supplémentaire doit être

$$V_{sup} = V_p - V_c = (42{,}1 - 29{,}8)\ \text{km/s} = 12{,}3\ \text{km/s}.$$

et si l'appareil se déplace dans le sens opposé au mouvement orbital de la Terre

$$V_{sup} = V_p + V_c = 71{,}9\ \text{km/s}.$$

Aussi, d'après la formule (2.30), dans le premier cas, la vitesse initiale de l'appareil cosmique

$$v_0 = \sqrt{(11{,}2)^2 + (12{,}3)^2} = 16{,}6\ \text{km/s},$$

et dans le deuxième,

$$v_0 = \sqrt{(11{,}2)^2 + (71{,}9)^2} = 72{,}8\ \text{km/s}.$$

Par conséquent, la vitesse nécessaire pour qu'un appareil cosmique lancé de la Terre quitte le Système solaire dépend sensiblement de la direction dans laquelle l'appareil sortira de la sphère d'action terrestre par rapport à la direction du mouvement orbital de la Terre; cette vitesse repose donc dans les limites

$$16{,}6\ \text{km/s} \leqslant v_0 \leqslant 72{,}8\ \text{km/s}.$$

La vitesse minimale $v_{3cos} = 16{,}6$ km/s s'appelle *troisième vitesse cosmique par rapport à la Terre.*

CHAPITRE III

# DÉTERMINATION DES DISTANCES, DES DIMENSIONS ET DE LA FORME DES CORPS CÉLESTES

## § 61. Détermination du rayon de la Terre. Triangulation

D'après la théorie de l'attraction universelle, tout corps massif isolé qui tourne sur son axe avec une vitesse déterminée (pas trop grande) prend la forme proche d'une sphère. En effet, tous les astres massifs observés (Soleil, Lune, planètes) ont des formes peu différentes d'une sphère régulière. La sphéricité de la Terre ressort avec une évidence frappante sur les photographies prises à partir de l'espace (1967-1969).

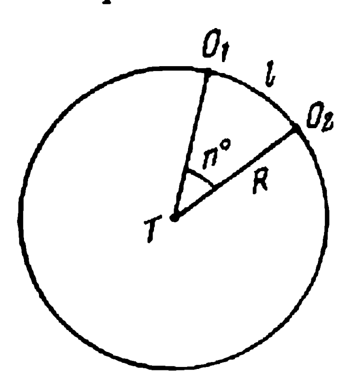


Fig. 38. Mesure du rayon du globe terrestre.

La forme sphérique de la Terre permet de déterminer ses dimensions par la méthode appliquée déjà par Eratosphène au III[e] siècle avant notre ère. L'idée de cette méthode est bien simple. Prenons sur le globe terrestre deux poin ts $O_1$ et $O_2$ de même méridien (fig. 38). Désignons la longueur de l'arc du méridien $O_1O_2$ (en kilomètres, par exemple) par $l$ et sa valeur angulaire (en degrés, par exemple) par $n^\circ$. La longueur de l'arc de 1° du méridien $l_0$ sera alors $l_0 = \frac{l}{n^\circ}$, et la longueur du cercle méridien tout entier, $L = 360^\circ l_0 = \frac{360^\circ l}{n^\circ} = 2\pi R$, où $R$ est le rayon du globe terrestre. D'où

$$R = \frac{180^\circ l}{\pi n^\circ}.$$

La valeur angulaire de l'arc $n^\circ$ est égale à la différence des latitudes géographiques des points $O_1$ et $O_2$, c'est-à-dire $n^\circ = \varphi_1 - \varphi_2$, la détermination est un problème astrométrique bien simple (cf. §§ 86, 87).

Il est bien plus difficile de trouver la distance linéaire $l$ entre les points $O_1$ et $O_2$. La mesure directe de la distance la plus courte qui les sépare et qui fait des centaines de kilomètres, est rendue impossible par les obstacles naturels (montagnes, forêts, fleuves, etc). On détermine donc la longueur de l'arc $l$ d'après une méthode spéciale qui n'exige la mesure directe que d'une distance relativement petite dite *base* et de quelques angles. Cette méthode a été établie en géodésie et porte le nom de *triangulation*.

8—1599

Voici son principe. On choisit de part et d'autre de l'arc $O_1O_2$ (fig. 39) dont la longueur est à déterminer plusieurs points $A$, $B$, $C$, . . . à des distances de 30 à 40 km l'un de l'autre. Les points sont choisis de façon qu'ils puissent être facilement visés à partir au moins de deux autres points. Tous ces points sont matérialisés par des signaux géodésiques sous la forme de charpentes, pyramides d'une hauteur de quelques dizaines de mètres. Au sommet d'une telle charpente on aménage une plate-forme pour l'observateur et l'instrument. La distance entre deux points quelconques, $O_1A$, par exemple, est choisie sur une surface plate, prise pour base. La longueur de la base se mesure avec toute la rigueur possible à l'aide des décamètres à ruban spéciaux. De nos jours, les mesures les plus précises d'une base de 10 km se font avec une erreur de $\pm$ 2 mm. Le théodolithe est placé de proche en proche aux points $O_1$, $A$, $B$, $C$, . . ., $O_2$ pour mesurer tous les angles des triangles $O_1AB$, $ABC$, $BCD$, . . . En connaissant dans le triangle $O_1AB$ tous les angles et le côté $O_1A$ (base), on peut calculer ses deux autres côtés $O_1B$ et $AB$, et en connaissant le côté $AB$ et tous les angles du triangle $ABC$, on peut calculer les côtés $AC$ et $BC$, etc. Autrement dit, en connaissant dans cette chaîne de triangles seulement un côté (base) et tous les angles, on peut calculer la longueur de la ligne brisée $O_1BDO_2$ (ou $O_1ACEO_2$). Dans ces calculs on tient compte que les triangles sont sphériques et non plans. Ensuite, après avoir déterminé à partir du point $O_1$ l'azimut de la direction du côté $O_1B$ (ou $O_1A$), on peut projeter la ligne brisée $O_1BDO_2$ (ou $O_1ACEO_2$) sur le méridien $O_1O_2$, c'est-à-dire obtenir la longueur de l'arc $O_1O_2$ en unités linéaires.

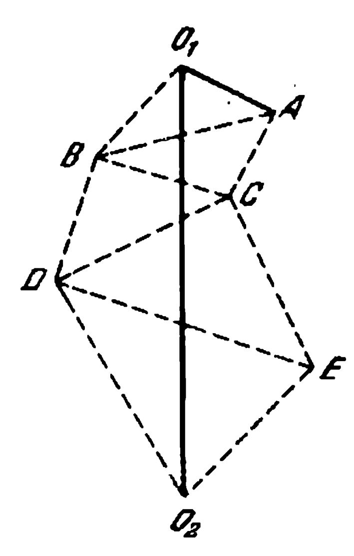


Fig. 39. Triangulation.

## § 62. Dimensions et forme de la Terre

La méthode de triangulation a été appliquée pour la première fois par Snellius en 1615 pour la mesure de l'arc du méridien aux Pays-Bas. A partir de cette époque et jusqu'à nos jours dans les pays différents et à des latitudes diverses on a mesuré un grand nombre d'arcs à la surface terrestre non seulement suivant les méridiens, mais aussi suivant les parallèles. Toutes ces mesures ont montré que la longueur d'un arc de 1° du méridien varie suivant les latitudes: près de l'équateur elle est de 110,6 km, et près des pôles, de 111,7 km, c'est-à-dire elle augmente vers les pôles. Cela signifie que la courbure de la Terre est plus petite dans les régions polaires que dans les régions

équatoriales. Par suite la Terre n'est pas sphérique, sa forme est légèrement aplatie, s'approchant d'un sphéroïde (ellipsoïde de révolution).

Au cours des derniers 150 ans on a déterminé plusieurs fois les éléments du sphéroïde terrestre dont la forme s'accordait de la meilleure façon avec les mesures les plus précises des arcs. En U.R.S.S les déterminations fondamentales ont été réalisées par F. Krassovski et A. Isotov en 1940. D'après leurs études le demi-petit axe du sphéroïde qui coïncide avec l'axe de rotation de la Terre est égal à $b =$ $= 6356{,}86$ km et le demi-grand axe, situé dans le plan de l'équateur, à $a = 6378{,}24$ km. La relation $\varepsilon = \frac{a-b}{a} = \frac{1}{298{,}3}$ s'appelle *aplatissement du sphéroïde.*

Les tentatives de représenter la surface terrestre comme une figure géométrique plus complexe, comme une ellipse à trois axes, par exemple, dont tous les trois axes sont d'une longueur différente, n'ont pas abouti jusqu'à présent à des résultats tangibles. Toutefois, pour déduire les éléments de l'ellipsoïde de Krassovski, on a adopté que l'aplatissement équatorial de la Terre est de $\frac{1}{300}$, ce qui correspond à une différence de 213 m seulement entre les rayons équatoriaux maximal et minimal. De plus, la longitude du rayon équatorial maximal (du méridien maximal) est de 15° vers l'Est.

Un des nombreux problèmes scientifiques qu'on résout à l'aide des satellites artificiels est celui de la forme de la Terre. Dès à présent, les observations du mouvement des satellites artificiels ont permis d'apporter des précisions dans certains éléments de sa figure.

D'après ces recherches (cf., par exemple, D. King-Hele. *Satellites and scientific research*. London, Routledge and Paul 1962) la grandeur du rayon équatorial de la Terre $a = 6375{,}75$ km, le rayon polaire Nord est de 6355,39 km, et le rayon polaire Sud, 6355,36 km, c'est-à-dire que le pôle Sud est de 30 m plus près du centre de la Terre que le pôle Nord. L'aplatissement de la Terre $\varepsilon = \frac{1}{298{,}2}$ est presque le même que celui de l'ellipsoïde de F. Krassovski et A. Isotov.

En partant de nombreuses déterminations l'Union Astronomique Internationale a adopté en 1964 les valeurs suivantes des éléments de l'ellipsoïde terrestre:

$a = 6378{,}16$ km,

$b = 6356{,}78$ km (les deux rayons polaires sont égaux),

$\varepsilon = 1 : 298{,}25$,

valeurs très voisines de celles obtenues par les chercheurs soviétiques.

La figure réelle de la Terre se distingue aussi bien d'un sphéroïde que d'un ellipsoïde triaxial et ne peut être représentée par aucune des figures mathématiques connues. Pour cette raison lorsqu'on dit de la figure de la Terre, on entend non pas la forme physique de la

surface terrestre avec ses océans et ses continents, ses élévations et ses dépressions, mais ce qu'on appelle la *surface d'un géoïde*.

Une surface dont les normales en chacun de ses points sont des verticales s'appelle *surface de niveau* ou *surface d'équilibre*. On peut tracer un nombre infini de surfaces de niveau aussi bien à l'intérieur de la Terre, comme celles qui enveloppent la surface terrestre ou la coupent.

La surface d'équilibre qui se confond en plein océan avec la surface libre de l'eau s'appelle *géoïde*.

La surface du géoïde se distingue peu de celle de l'ellipsoïde terrestre, en s'élevant généralement au-dessus de ce dernier à l'inté-

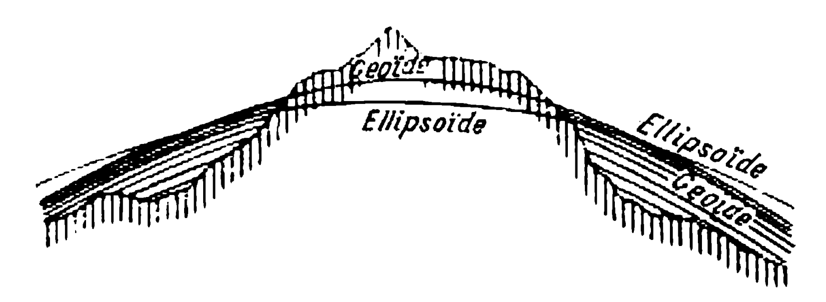



Fig. 40. Surface du géoïde et de l'ellipsoïde.

rieur des continents et en s'abaissant dans les océans (fig. 40). La différence entre les niveaux du géoïde et de l'ellipsoïde le plus proche du géoïde par ses dimensions et sa forme, exception faite de peu de points sur la Terre, est inférieure à 100 m.

L'étude de la figure réelle de la Terre est l'un des problèmes principaux de la géodésie et de la gravimétrie et consiste à déterminer les éléments de l'ellipsoïde le plus proche du géoïde et la position des parties isolées de la surface du géoïde par rapport à l'ellipsoïde.

### § 63. Détermination des distances des corps célestes

La détermination des distances des corps célestes repose sur la mesure de leurs parallaxes horizontales étudiées au § 31.

En connaissant la parallaxe horizontale équatoriale $p_0$ de l'astre on calcule aisément sa distance au centre de la Terre (cf. fig. 20). En effet, si $TO = R_0$ est le rayon équatorial de la Terre, $TM = \Delta$, la distance du centre de la Terre à l'astre $M$ et l'angle $p$, la parallaxe horizontale équatoriale de l'astre $p_0$, on tire du triangle rectangle $TOM$

$$\Delta = \frac{R_0}{\sin p_0} . \qquad (3.1)$$

Pour tous les astres, excepté la Lune, les parallaxes sont très petites. La formule (3.1) peut donc s'écrire d'une autre façon en

posant

$$\sin p_0 = p_0'' \sin 1'' = \frac{p_0''}{206\,265''},$$

et, notamment,

$$\Delta = \frac{206\,265'' R_0}{p_0''}. \qquad (3.2)$$

La distance $\Delta$ s'obtient en mêmes unités que le rayon de la Terre $R_0$. La formule (3.2) donne les distances aux membres du Système solaire.

L'essor rapide des techniques de la radio a permis aux astronomes de déterminer à l'aide de l'écho radar les distances qui nous séparent des corps du Système solaire. En 1946 on a exploré par cette méthode

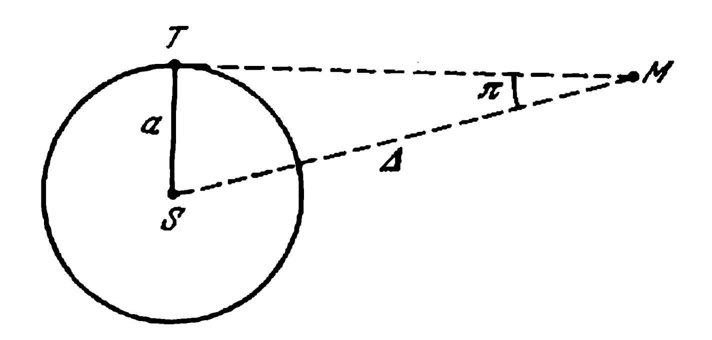



Fig. 41. Parallaxe annuelle des étoiles.

la Lune, et en 1957-1963, le Soleil, Mercure, Vénus, Mars et Jupiter. En connaissant la vitesse de propagation des ondes radio $c = 3 \cdot 10^5$ km/s et l'intervalle de temps $t$ s nécessaire au signal émis pour atteindre le corps céleste et revenir à la Terre, on peut calculer sans peine la distance au corps céleste

$$\Delta = \frac{ct}{2}.$$

Les distances qui nous séparent des étoiles s'obtiennent à partir de la parallaxe annuelle due au déplacement de l'observateur (avec la Terre) sur l'orbite terrestre (fig. 41).

L'angle sous lequel on verrait à partir d'une étoile le rayon moyen de l'orbite terrestre à la condition que la direction vers cette étoile soit perpendiculaire à ce rayon, s'appelle *parallaxe annuelle* $\pi$. Si $ST = a$ est le rayon moyen de l'orbite terrestre; $MS = \Delta$, la distance de l'étoile $M$ au Soleil $S$, et l'angle $\pi$, la parallaxe annuelle de l'étoile, il résulte du triangle rectangle $STM$

$$\Delta = \frac{a}{\sin \pi}. \qquad (3.3)$$

Les parallaxes annuelles des étoiles sont inférieures à 1″, donc

$$\Delta = \frac{206\,265'' a}{\pi''} . \qquad (3.4)$$

La distance $\Delta$ fournie par ces formules est exprimée en mêmes unités que la distance moyenne $a$ de la Terre au Soleil.

## § 64. Unités de distance en astronomie

Les distances aux corps célestes étant très grandes, il est incommode de les exprimer en kilomètres du fait que les nombres obtenus comptent trop de chiffres.

C'est pourquoi en astronomie on utilise les unités suivantes:

*unité astronomique* (u.a.), distance moyenne de la Terre au Soleil;

*parsec* (pc), distance qui correspond à la parallaxe annuelle de 1″;

*année-lumière* (a.l.), distance que la lumière parcourt en un an en se déplaçant à la vitesse de 300 000 km/s. Si l'on pose que l'unité astronomique est égale à 149 600 000 km (cf. § 66), 1 pc = 30,86 × $\times$ $10^{12}$ km = 206 265 u.a. = 3,26 a.l.; 1 a.l. = 9,460·$10^{12}$ km = = 63 240 u.a. = 0,3067 pc.

Dans les cas courants les distances des corps du Système solaire sont exprimées en unités astronomiques. Par exemple, Mercure se trouve à 0,378 u.a. du Soleil, et Pluton, à 39,75 u.a.

La distance des astres qui se trouvent au-delà du Système solaire est généralement exprimée en parsecs, kiloparsecs (1 000 pc) et mégaparsecs (1 000 000 pc), ainsi qu'en années-lumière. Dans ces cas

$$\Delta = \frac{1}{\pi''} \text{ pc}$$

et

$$\Delta = \frac{3{,}26}{\pi''} \text{ a.l.}$$

La parallaxe annuelle de la « Proxima du Centaure », étoile la plus proche du Soleil, vaut $\pi = 0'',762$. Par conséquent, elle se trouve à une distance de 1,31 pc ou à 4,26 années-lumière.

## § 65. Détermination des parallaxes diurne et annuelle à partir des observations

Soient à la surface terrestre deux points $O_1$ et $O_2$ (fig. 42) de même méridien pour lesquels on connaît les distances zénithales $z_1$ et $z_2$ de l'astre $M$ au moment de son passage au méridien céleste. Supposons ensuite que les deux points d'observation se trouvent dans l'hémisphère Nord et que en chacun de ces points l'astre était observé au sud du zénith.

Par conséquent

$$z_1 = \varphi_1 - \delta_1 \text{ et } z_2 = \varphi_2 - \delta_2,$$

où $\varphi_1$ et $\varphi_2$ sont les latitudes géographiques des points; $\delta_1$ et $\delta_2$, les déclinaisons topocentriques de l'astre qui diffèrent de sa déclinaison héliocentrique $\delta$ des grandeurs (cf. § 31)

$$p_1 = p \sin z_1 \text{ et } p_2 = p \sin z_2.$$

Dans le quadrilatère $O_1TO_2M$ (fig. 42) l'angle $O_1MO_2$ est égal à $(p_1 - p_2)$, l'angle $MO_2T$ est obtus (plus grand que 180°) et égal à $(180° + z_2)$, l'angle $O_1TO_2$ est égal à $(\varphi_1 - \varphi_2)$ et enfin, l'angle $TO_1M$ est égal à $(180° - z_1)$. La somme des angles intérieurs d'un quadrilatère valant quatre angles droits, on a

$$360° = p_1 - p_2 + 180° + z_2 + \\ + \varphi_1 - \varphi_2 + 180° - z_1$$

ou

$$p_1 - p_2 = (\varphi_2 - z_2) - (\varphi_1 - z_1).$$

En tenant compte des relations ci-dessus, il vient

$$p(\sin z_1 - \sin z_2) = [\sin(\varphi_1 - \delta_1) - \\ - \sin(\varphi_2 - \delta_2)] \cdot p = \delta_2 - \delta_1,$$

d'où la parallaxe horizontale de l'astre

$$p = \frac{\delta_1 - \delta_2}{\sin(\varphi_1 - \delta_1) - \sin(\varphi_2 - \delta_2)}.$$

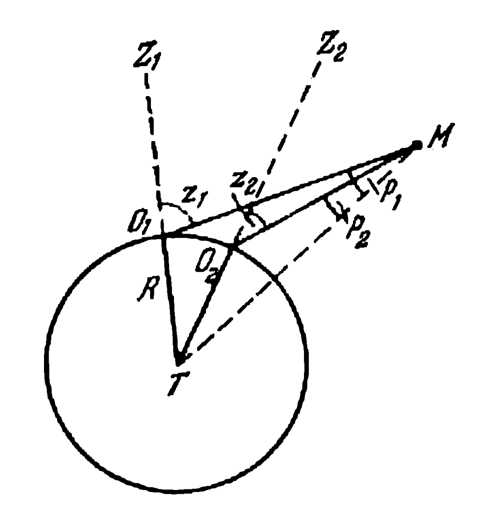



Fig. 42. Détermination de la parallaxe diurne.

D'après les valeurs du rayon de la Terre $R$ au point d'observation et du rayon équatorial de la Terre $R_0$, on calcule la parallaxe horizontale équatoriale

$$p_0 = p \cdot \frac{R_0}{R}.$$

La parallaxe horizontale d'un astre peut être calculée également en mesurant son ascension droite au même lieu de la Terre, mais à des moments différents. Dans l'intervalle de temps entre ces moments la rotation de la Terre transporte l'observateur d'un point de l'espace en un autre, ce qui donne le décalage parallactique correspondant de l'astre. Ainsi, la parallaxe horizontale d'un astre s'obtient à partir de ses coordonnées topocentriquos fournies par les observations correspondantes réalisées en due et bonne forme.

D'une façon analogue on obtient la parallaxe annuelle des étoiles mais seulement dans ce cas on détermine les coordonnées géocentriques de l'astre d'après les observations réalisées en deux points différents de l'orbite terrestre, l'une six mois après l'autre (cf. § 92).

Les parallaxes déterminées d'après le décalage parallactique de l'astre sont dites *trigonométriques*.

Les meilleurs instruments modernes assurent une précision suffisante de la mesure de la parallaxe annuelle des astres si leur distance ne dépasse pas 100 pc ($\pi = 0'', 01$). C'est pourquoi on ne connaît les parallaxes trigonométriques annuelles que pour un nombre restreint d'étoiles (6000 environ) les plus proches du Soleil. Pour déterminer la distance des objets plus éloignés, on applique diverses méthodes indirectes.

## § 66. Détermination de l'unité astronomique (parallaxe du Soleil)

Si l'on connaît le rayon $R$ de la Terre et la parallaxe horizontale $p_{\odot}$ du Soleil, la formule (3.2) permet de calculer facilement la distance moyenne de la Terre au Soleil, c'est-à-dire la valeur de l'unité astronomique en kilomètres. La précision de ce calcul dépend entièrement de la précision de la parallaxe horizontale $p_{\odot}$ du Soleil.

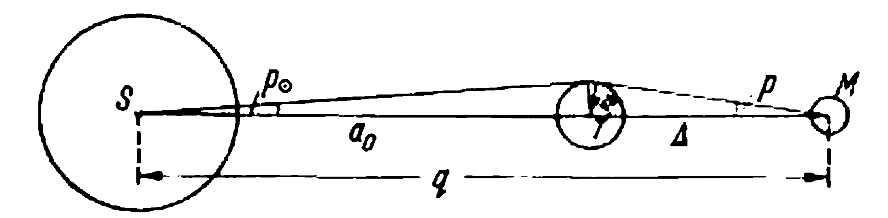



Fig. 43. Détermination de la parallaxe du Soleil.

Pourtant l'éloignement du Soleil et les erreurs importantes dues à l'échauffement des instruments par les rayons solaires, font que les résultats fournis par la mesure directe de la parallaxe horizontale du Soleil suivant la méthode décrite dans le paragraphe précédent sont très grossiers. La valeur précise de cette parallaxe se détermine d'après une méthode indirecte en recourant à la parallaxe horizontale connue d'une planète qui s'approche de la Terre à une distance inférieure à celle de la Terre au Soleil et dont l'observation est commode.

Jusqu'au XX^e siècle on utilisait à cet effet les observations de Mars pendant ses *oppositions périhéliques* lorsqu'il s'approche de la Terre environ à 55 millions de kilomètres. La dernière opposition périhélique de Mars a eu lieu en 1971, la suivante aura lieu en 1988.

Supposons, pour simplifier, qu'au moment de l'opposition périhélique (fig. 43) le Soleil $S$, la Terre $T$ et Mars $M$ se trouvent alignés, la distance du Soleil à la Terre $a_0$ étant de 1 u.a., et de Mars en périhélie, de $q = a\,(1 - e)$, où $a$ est le demi-grand axe et $e$, l'excentricité de l'orbite martienne. Désignons par $p_{\odot}$, la parallaxe horizontale équatoriale de Soleil, par $p$, la parallaxe horizontale équatoriale

de Mars ; par $\Delta$, sa distance géocentrique (c'est-à-dire sa distance à la Terre) et par $R_0$, le rayon équatorial de la Terre. Alors,

$$R_0 = a_0 \sin p_\odot$$

et

$$R_0 = \Delta \sin p = (q - a_0) \sin p = [a\cdot(1 - e) - a_0]\cdot \sin p.$$

En égalant les deuxièmes membres et en remplaçant les sinus des petits angles par les angles eux-mêmes, on obtient

$$a_0 p_\odot = [a(1-e) - a_0]\cdot p,$$

d'où

$$p_\odot = \left[\frac{a}{a_0}(1-e) - 1\right]\cdot p.$$

Le rapport $\frac{a}{a_0}$ se calcule avec une grande précision en appliquant la troisième loi de Kepler de la théorie du mouvement des planètes, alors que la parallaxe de Mars $p$ et l'excentricité $e$ de son orbite sont déterminées par observation.

En 1898 on a découvert la petite planète Eros qui au moment de ses grandes oppositions périhéliques, ayant lieu tous les 37 ans, s'approche de la Terre 2,5 fois plus près que Mars. La première opposition périhélique observée de cette planète a eu lieu en 1931, lorsque Eros s'est approché de la Terre à environ 0,15 u.a. A ce moment sa parallaxe était de 60″. Les observations rigoureuses des 24 observatoires de différents pays suivant un plan établi à l'avance ont montré que la parallaxe horizontale équatoriale du Soleil $p_\odot = 8'',790 \pm 0'',001$.

La parallaxe solaire se détermine non seulement par des méthodes géométriques ayant à leur base la mesure directe, mais aussi par des méthodes dynamiques basées sur la loi de l'attraction universelle et des méthodes physiques mettant à profit la vitesse de propagation des ondes radio.

La valeur la plus exacte de l'unité astronomique a été obtenue en 1961-1963 en U.R.S.S. et aux Etats-Unis à l'écho radar de Mercure et de Vénus : 149 598 500 km à ±500 km près. En 1964 le XII[e] Congrès de l'Union Astronomique Internationale (UAI) a décidé de remplacer à partir de 1970 les anciennes valeurs de la parallaxe du Soleil et de l'unité astronomique adoptées en 1896 : $p_\odot = 8'',80$ ; 1 u.a. = $= 149,5\cdot 10^6$ km par de nouvelles, introduites à partir de 1970:

$$p_\odot = 8'',794 \text{ et } 1 \text{ u.a.} = 149,6\cdot 10^6 \text{ km}.$$

## § 67. Détermination des dimensions et de la forme des astres

L'angle sous lequel on voit de la Terre le disque d'un astre s'appelle son diamètre *angulaire*. Les diamètres angulaires de certains corps célestes (Soleil, Lune, planètes) se calculent directement à partir des observations.

En connaissant le diamètre ou le rayon angulaire de l'astre et sa distance à la Terre, on peut calculer sans peine son diamètre ou son rayon réel en unités de longueur. En effet, si $\rho$ est le rayon angulaire de l'astre $M$ (fig. 44), $\Delta$ la distance entre les centres de l'astre et de la Terre, $p_0$ la parallaxe équatoriale horizontale de l'astre, $R_0$ et r les rayons linéaires de la Terre $T$ et de l'astre $M$, alors $r = \Delta \sin \rho$ et $R_0 = \Delta \sin p_0$, d'où

$$r = \frac{\sin \rho}{\sin p_0} R_0,$$

ou, les angles $\rho$ et $p_0$ étant petits,

$$r = \frac{\rho}{p_0} R_0.$$

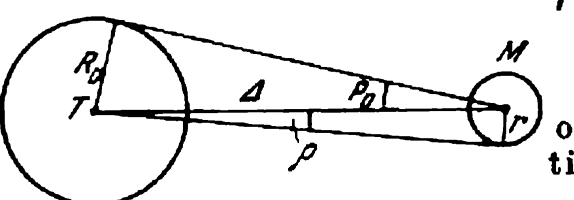


Fig. 44. Détermination des dimensions linéaires des astres.

La forme des corps célestes peut se déterminer en mesurant les différents diamètres de leurs disques. Si le corps est aplati, un de ses diamètres sera plus grand et un plus petit que les autres. Les mesures des diamètres des planètes ont montré qu'en plus de la Terre, les planètes Mars, Jupiter, Saturne, Uranus et Pluton ont également une forme aplatie.

Pour déterminer les dimensions linéaires et la forme des corps célestes dont les dimensions angulaires ne peuvent pas être obtenues par la mesure directe (celles des petites planètes et des étoiles, par exemple), on fait appel aux méthodes spéciales.

## § 68. Structure du Système solaire

Le Soleil et l'ensemble des astres qui tournent autour du Soleil forment le *Système solaire.*

Le Système solaire comprend le Soleil qui est le centre dynamique du système, 9 planètes, 32 satellites des planètes, plus de 1800 petites planètes ou astéroïdes, de nombreuses comètes (plus de 500 observées) et une multitude de météorites.

Les recherches scientifiques les plus minutieuses ont fourni une information très abondante sur le mouvement de ces corps dans l'espace ce qui a rendu possible l'établissement d'un plan suffisamment précis de la structure du Système solaire. Dans les Annexes que le lecteur trouvera à la fin de ce livre on donne des tableaux des caractéristiques numériques des grandes planètes et de leurs satellites, membres les plus importants et les plus massifs (après le Soleil) du Système solaire. Ici nous nous bornerons à une description générale de sa structure.

Toutes les grandes planètes gravitent autour du Soleil dans le même sens, inverse à celui des aiguilles d'une montre si on les observe du pôle Nord de l'écliptique (mouvement direct). Leurs orbites

non perturbées sont des ellipses de faibles excentricité et inclinaison sur l'écliptique. La rotation de presque toutes les planètes ainsi que du Soleil et de la Lune autour de leurs axes a lieu dans le même sens que celui de leur mouvement autour du Soleil (rotation directe). Seuls Uranus et Vénus (cf. § 135) tournent dans le sens inverse. Les distances des planètes au Soleil forment une suite régulière: les intervalles entre les orbites augmentent avec l'éloignement du Soleil (cf. § 140, règle de Titius-Bode). La distance moyenne entre le Soleil et Pluton, la planète la plus éloignée du système, est de 39,75 u.a. Si on adopte cette distance comme rayon du Système solaire, on verra que ce rayon est 700 fois plus petit que la distance jusqu'à Proxima du Centaure, étoile la plus proche du Soleil.

Les satellites tournent autour des planètes de même que les planètes autour du Soleil. La plupart des satellites se déplacent dans le sens direct, excépté 11 satellites à mouvement rétrograde, cinq d'entre eux (satellites d'Uranus) gravitant dans le même sens que la planète.

Les petites planètes ou astéroïdes se déplacent également autour du Soleil dans le sens direct. L'excentricité et l'inclinaison de leurs orbites sont en moyenne plus grandes que celles des grandes planètes. La majorité des orbites des astéroïdes passent entre les orbites de Mars et de Jupiter, bien que certaines d'entre elles pénètrent dans l'orbite de Mercure (Icare) ou s'éloignent jusqu'a l'orbite de Saturne (Hidalgo). On a découvert que certains astéroïdes tournent sur eux-mêmes et cette rotation est souvent rétrograde.

Le mouvement des comètes se caractérise par une grande diversité. Dans la plupart des cas leurs orbites non perturbées sont des ellipses très étendues à excentricité voisine de 1. Il arrive rarement que les perturbations produites par une planète font que les comètes se déplacent près du Soleil suivant des hyperboles ($e > 1$), mais les mêmes perturbations peuvent remettre les comètes sur leurs orbites elliptiques. Certaines comètes s'éloignent en aphélie à 50 000 ou 100 000 u.a. et leur période de rotation est de plusieurs millions d'années. Les comètes de courte période peu nombreuses ont des orbites presque circulaires. Les inclinaisons des orbites varient également et dépassent souvent 90°, c'est-à-dire que le sens de leur mouvement autour du Soleil peut être aussi bien direct que rétrograde.

Le mouvement de certains météorites est très complexe mais parfois ils forment un essaim qui se déplace sur des orbites analogues à celles des comètes.

Les caractéristiques des corps du Système solaire seront étudiés plus en détail au chapitre X.

CHAPITRE IV

# MOUVEMENTS DE LA TERRE

## § 69. Preuves du déplacement de la Terre autour du Soleil

En se déplaçant avec la Terre, l'observateur décrit dans l'espace autour du Soleil presque un cercle ; la direction de la Terre vers une étoile voisine varie pour lui et cette étoile voisine lui semble décrire en an dans le ciel une ellipse. Cette ellipse dite parallactique est d'autant plus aplatie que l'étoile est plus proche de l'écliptique et d'autant plus petite que l'étoile est plus éloignée de la Terre. Pour une étoile située au pôle de l'écliptique, l'ellipse se transforme en

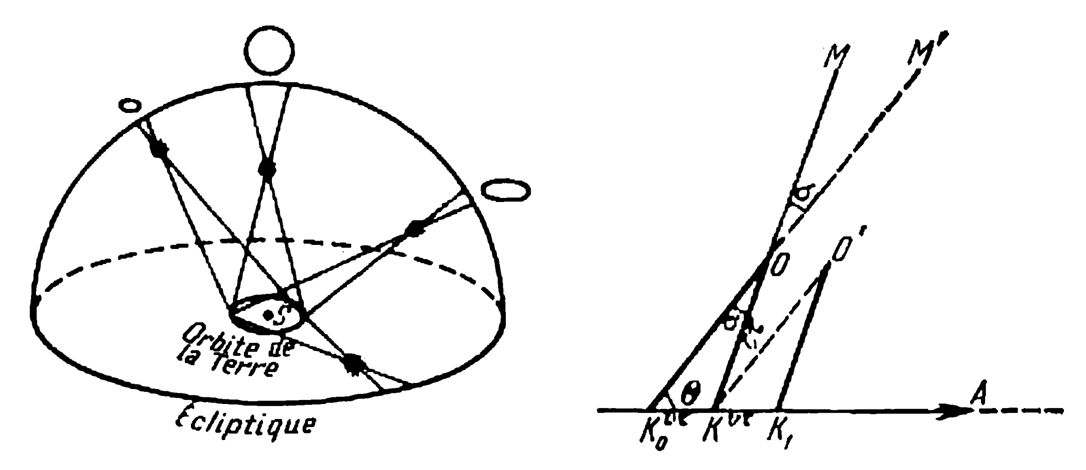



Fig. 45. Ellipses parallactiques.

Fig. 46. Influence de l'aberration de la lumière sur la position apparente des astres.

un petit cercle, et pour une étoile placée sur l'écliptique, en un arc de grand cercle qui à un observateur terrestre semble être un segment de droite (fig. 45). Les demi-grands axes des ellipses parallactiques sont égaux aux parallaxes annuelles des étoiles.

L'existence des parallaxes annuelles stellaires prouve donc que la Terre tourne autour du Soleil.

Les premières déterminations des parallaxes annuelles des étoiles sont dues à Strouve, Bessel et Henderson [1]). Bien que ces déterminations ne fussent pas très précises, elles ont fourni pour autant une preuve objective du mouvement de la Terre autour du Soleil,

---

[1]) W. Strouve (Russie) — 1835-1838; F. Bessel (Allemagne) — 1837-1840; T. Henderson (Angleterre) — 1839-1840.

tout en clarifiant l'idée des distances énormes qui séparent les corps célestes dans l'Univers.

La deuxième preuve qui confirme que la Terre tourne autour du Soleil est le phénomène d'aberration annuelle des étoiles découvert en 1728 par l'astronome anglais Bradley lorsqu'il a entrepris de déterminer la parallaxe annuelle de γ Dragon.

On appelle en général *aberration* l'effet d'optique qui consiste à voir un astre en une position autre que la position réelle dans laquelle le verrait un observateur fixe dans l'espace. On donne également ce nom à l'angle entre les directions observée (apparente) et vraie de l'astre. La différence entre ces directions résulte de la combinaison des vitesses de la lumière et de l'observateur.

Supposons que l'observateur et le réticule de l'instrument se trouvent au point $K$ (fig. 46), et l'objectif de l'instrument au point $O$. L'observateur se déplace dans le sens $KA$ à la vitesse $v$. Le rayon de lumière issu de l'étoile $M$ rencontre l'objectif de l'instrument en $O$ et, en se propageant à la vitesse $c$, parcourt en un temps $\tau$ la distance $OK = c\tau$ pour venir au point $K$. Mais l'image de l'étoile ne sera pas au rendez-vous du fait que pendant ce temps $\tau$ l'observateur et le réticule se déplaceront à la distance $KK_1 = v\tau$ pour venir en $K_1$. Pour faire coïncider l'image de l'étoile avec la croisée des fils du réticule, il faut braquer l'instrument sur l'étoile non pas suivant la direction vraie $KM$, mais suivant la direction $K_0O$ et de façon que la croisée des fils se trouve en $K_0$ du segment $K_0K = K_1K = v\tau$. La direction apparente de l'étoile $K_0M'$ doit former donc avec la direction vraie $KM$ l'angle $\sigma$ qui est précisément l'aberration de l'astre.

Il résulte du triangle $KOK_0$

$$\sin\sigma = \frac{v}{c}\sin\theta,$$

ou, vu la valeur infime de l'angle $\sigma$,

$$\sigma = 206\,265'' \frac{v}{c}\sin\theta, \tag{4.1}$$

avec $\theta$ la distance angulaire de la direction apparente de l'étoile à partir du point du ciel vers lequel est orientée la vitesse de l'observateur. Ce point s'appelle *apex du mouvement* de l'observateur.

L'observateur à la surface terrestre participe à ses deux mouvements principaux : la rotation diurne autour de l'axe et le mouvement annuel de la Terre autour du Soleil. On distingue donc l'aberration *diurne* et l'aberration *annuelle*. L'aberration diurne résulte de la combinaison de la vitesse de lumière avec la vitesse de la rotation diurne de l'observateur et l'aberration annuelle, avec la vitesse du mouvement annuel.

Comme la vitesse du mouvement annuel de l'observateur étant celle du déplacement de la Terre sur son orbite ($v = 29{,}78$ km/s),

en adoptant $c = 299\,792$ km/s, on a d'après la formule (4.1)

$$\sigma = 20'',496 \sin \theta \approx 20'',50 \sin \theta.$$

Le nombre $k_0 = 20'',496 \approx 20'',50$ est la *constante d'aberration.*

Etant donné que l'apex du mouvement annuel de l'observateur se trouve dans le plan de l'écliptique et se déplace en un an à 360°, la position apparente d'une étoile située au pôle de l'écliptique ($\theta = \beta = 90°$), décrit en un an autour de sa position vraie un petit cercle de rayon 20",50. Les positions apparentes des autres étoiles décrivent des ellipses d'aberration aux demi-axes de 20",50 et 20",50 sin $\beta$, où $\beta$ est la latitude céleste de l'étoile. Pour les étoiles qui se trouvent dans le plan de l'écliptique ($\beta = 0$), l'ellipse devient segment d'arc d'une longueur de $20'',50 \cdot 2 = 41'',00$, ou plus précisément, 40",99.

De cette façon, l'existence même de l'aberration annuelle des étoiles est une preuve à l'appui de la rotation de la Terre autour du Soleil.

La différence entre la parallaxe et l'aberration consiste dans le fait que la première dépend de la distance à l'étoile, alors que la deuxième seulement de la vitesse de la Terre sur son orbite. Les demi-grands axes des ellipses parallactiques diffèrent suivant la distance des étoiles au Soleil et ne dépassent pas 0",76, alors que les demi-grands axes des ellipses d'aberration de toutes les étoiles, indépendamment de leur distance, sont les mêmes et valent 20",50.

D'autre part la parallaxe d'une étoile a lieu dans le sens de la position apparente du Soleil, tandis que l'aberration est dirigée non pas vers le Soleil, mais vers le point de l'écliptique à 90° à l'Ouest du Soleil.

## § 70. Succession des saisons terrestres

Les observations montrent que les pôles célestes au cours de l'année ne changent guère leurs positions parmi les étoiles. On en déduit que l'axe de rotation de la Terre lors de sa révolution autour du Soleil reste parallèle à lui-même. En outre, la variation de la déclinaison du Soleil pendant l'année de +23°27′ (au solstice d'été) à —23°27′ (au solstice d'hiver) témoigne du fait que l'axe de rotation de la Terre n'est pas perpendiculaire au plan de son orbite, mais fait avec lui un angle de 66°33′ = 90° — 23°27′.

Le mouvement de la Terre autour du Soleil, l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre par rapport au plan de l'orbite et la permanence de cette inclinaison conditionnent la succession régulière des saisons.

La position de la Terre et de son axe de rotation par rapport aux rayons solaires aux équinoxes et aux solstices est matérialisée par la figure 47. L'angle entre la direction des rayons solaires et la normale à une aire horizontale à la surface de la Terre est en position

I $i_1 = \varphi - \varepsilon$, en position III $i_3 = \varphi + \varepsilon$, en position II $i_2 = \varphi$, où $\varepsilon$ est l'inclinaison de l'écliptique sur l'équateur et $\varphi$, la latitude géographique du lieu.

D'après les lois de la physique, la grandeur du flux lumineux $\Phi$ incident sur une aire est proportionnelle au cosinus de l'angle compris entre la direction des rayons et la normale à l'aire, c'est-à-dire

$$\Phi = \Phi_0 \cos i,$$

où $\Phi_0$ est la grandeur du flux perpendiculaire à l'aire ($i = 90°$).

Au solstice d'été (position I)

$$\Phi_1 = \Phi_0 \cos (\varphi - \varepsilon).$$

Au solstice d'hiver (position III)

$$\Phi_3 = \Phi_0 \cos (\varphi + \varepsilon).$$

Enfin, aux équinoxes (position II)

$$\Phi_2 = \Phi_0 \cos \varphi.$$

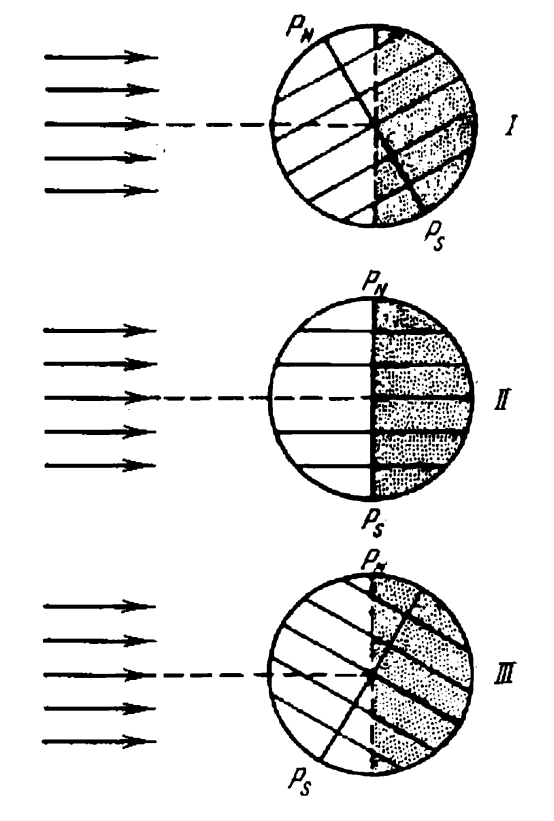


Fig. 47. Position de la Terre par rapport aux rayons solaires aux différentes saisons de l'année.

Ainsi, au cours de l'année, l'aire à la surface terrestre reçoit suivant la latitude du lieu une quantité différente d'énergie rayonnante (chaleur). Ainsi, par exemple, à la latitude de $\varphi = 55°45'$, $\Phi_1$ est 4,3 fois plus grande que $\Phi_3$ et $\Phi_2$, 1,5 fois plus petite que $\Phi_1$.

Par conséquent, au printemps et en été (de 21 mars à 23 septembre), l'hémisphère Nord reçoit beaucoup plus de chaleur qu'en automne et en hiver (de 23 septembre à 21 mars). Pour l'hémisphère Sud c'est l'inverse, elle reçoit plus de chaleur de 23 septembre à 21 mars et moins de chaleur de 21 mars à 23 septembre.

Le flux d'énergie rayonnante que reçoit la Terre est également inversement proportionnel au carré de la distance au Soleil, mais cette variation influe peu sur la succession des saisons du fait que l'orbite terrestre se distingue peu d'un cercle. En effet, si la chaleur solaire reçue en aphélie est $\Phi$, en périhélie elle est 1,07 $\Phi$, c'est-à-dire de 7 % plus grande. Cette différence explique notamment pourquoi dans l'hémisphère Nord l'hiver est quelque peu moins rigoureux et l'été plus frais que dans l'hémisphère Sud.

La répartition des zones climatiques (cf. §§ 16 et 17) est également liée à l'inclinaison de l'axe terrestre sur le plan de l'orbite.

## § 71. Preuves de la rotation de la Terre autour de son axe

La rotation de la Terre autour de son axe se manifeste par de nombreux phénomènes à sa surface. Par exemple, la rotation ayant lieu de l'Ouest à l'Est, les alizés (vents permanents des régions tropicales des deux hémisphères soufflant vers l'équateur) dans l'hémisphère Nord sont des vents de Nord-Est et dans l'hémisphère Sud, des vents du Sud-Est ; dans l'hémisphère Nord les cours d'eau affouillent les rives droites et dans l'hémisphère Sud, les rives gauches; lorsqu'un cyclone se déplace du Sud au Nord il dévie vers l'Est, etc.

Mais la preuve la plus probante, la plus immédiate est l'expérience de Foucault montée en 1851 avec un pendule. Cette expérience est

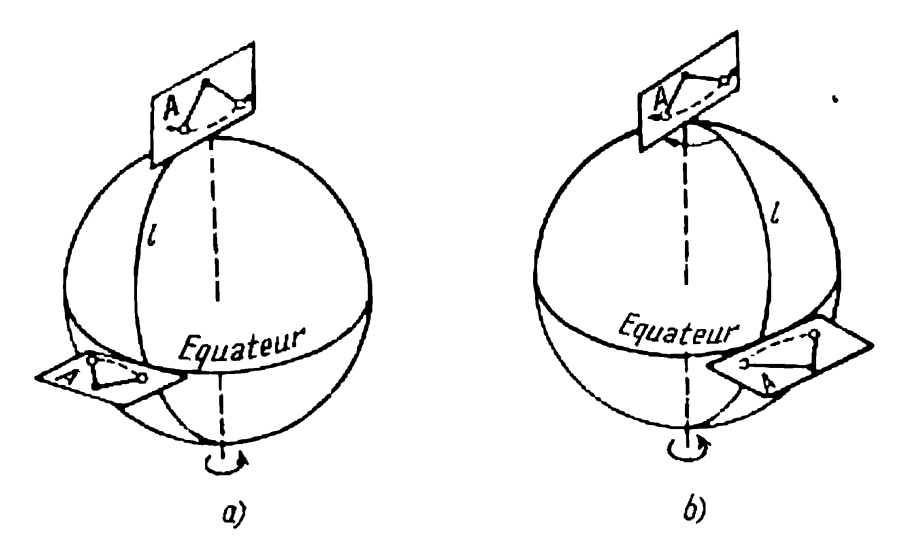



Fig. 48. Pendule de Foucault. *A* — plan des oscillations du pendule.

basée sur la propriété qu'a ce pendule de conserver son plan d'oscillation s'il ne subit l'action d'aucune force, excepté la pesanteur. Supposons qu'un pendule soit placé au pôle Nord et qu'il oscille à un instant quelconque dans le plan d'un méridien *l* donné (fig. 48,*a*). L'observateur lié à la surface terrestre et n'apercevant pas sa rotation aura l'impression que le plan d'oscillation du pendule se déplace constamment de l'Est à l'Ouest, « en suivant le Soleil », c'est-à-dire dans le sens des aiguilles d'une montre (fig. 48,*b*). Mais le plan d'oscillation d'un pendule ne pouvant pas changer arbitrairement, il faut reconnaître que c'est la Terre qui tourne au-dessous de lui de l'Ouest à l'Est. En un jour sidéral, le plan d'oscillation du pendule fait un tour complet par rapport à la surface terrestre à la vitesse angulaire $\omega = 15°$ par heure sidérale. Au pôle Sud, en 24 heures sidérales, le pendule fera également un tour complet mais dans le sens opposé à celui des aiguilles d'une montre.

Si on place le pendule à l'équateur en le faisant osciller dans le plan de l'équateur, c'est-à-dire sous un angle droit au méridien $l$ (fig. 48), l'observateur n'apercevra aucun déplacement de son plan d'oscillation par rapport aux objets terrestres, c'est-à-dire ce plan semblera fixe en restant perpendiculaire au méridien. Le résultat sera le même si à l'équateur le pendule oscille dans un autre plan. Il est d'usage de dire qu'à l'équateur la période de rotation du plan d'oscillation du pendule de Foucault est infiniment grande.

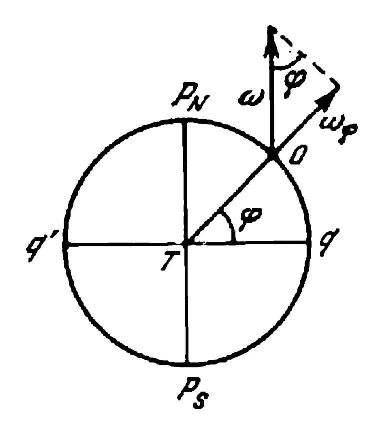


Fig. 49. Illustration de l'expérience avec le pendule de Foucault.

Si on place le pendule de Foucault à la latitude $\varphi$, ses oscillations s'effectueront dans le plan vertical pour le lieu donné.

En raison de la rotation de la Terre l'observateur aura l'impression que le plan d'oscillation du pendule tourne autour de la verticale du-lieu. La vitesse angulaire de cette rotation $\omega_\varphi$ est égale à la projection du vecteur de la vitesse angulaire de rotation de la Terre $\omega$ sur la verticale $O$ du lieu donné (fig. 49), c'est-à-dire

$$\omega_\varphi = \omega \sin \varphi = 15° \sin \varphi.$$

Ainsi l'angle de rotation visible du plan d'oscillation du pendule par rapport à la surface de la Terre est proportionnel au sinus de la latitude géographique. A Léningrad, le plan d'oscillation du pendule tourne environ à 13° par heure, et à Moscou à 12°,5.

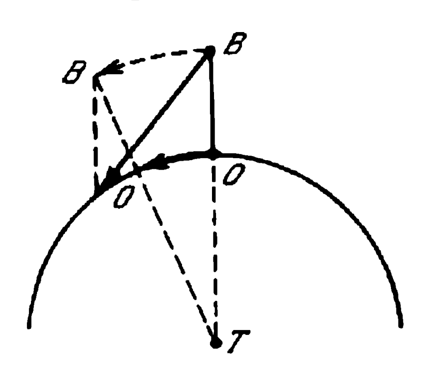


Fig. 50. Ecart vers l'Est des corps en chute libre. Les déplacements linéaires des points $O$ et $B$ sont matérialisés par les flèches en arcs.

Foucault a fait son expérience à Paris en attachant le pendule long de 67 m au sommet de la coupole du Panthéon; le poids de la boule de bronze était de 28 kg. En 1931, à Léningrad, un pendule long de 93 m et pesant 54 kg a été attaché au sommet de la coupole de la cathédrale de Saint-Issac. L'amplitude de ses oscillations était de 5 m et sa période de 20 secondes. A chaque oscillation du pendule la pointe de la sphère se déplaçait de 6 mm. De cette façon, en une ou deux minutes on peut se convaincre de ce que la Terre tourne réellement autour de son axe.

La deuxième preuve probante qui met en évidence le mouvement de rotation de la Terre (bien que pas aussi suggestive) est l'écart des corps en chute libre vers l'Est. Cet écart est dû au fait que plus un point est éloigné de l'axe de rotation de la Terre, plus grande est

la vitesse linéaire avec laquelle ce point se déplace d'Est en Ouest par suite de la rotation de la Terre. Il s'ensuit que le sommet d'une haute tour $B$ se déplace vers l'Est avec une vitesse linéaire plus grande que celle de sa base $O$ (fig. 50). Un corps qui tombe en chute libre du sommet de la tour garde par inertie sa vitesse linéaire de rotation initiale et c'est pourquoi il tombera sur la Terre non pas à la base de la tour, mais en la devançant quelque peu, c'est-à-dire en déviant de la base dans le sens de rotation de la Terre, c'est-à-dire dans celui de l'Est.

En mécanique générale la grandeur de l'écart $x$ se calcule d'après la formule

$$x = 0{,}022h\sqrt{h}\cos\varphi,$$

où $h$ est la hauteur de la chute en mètres ; $\varphi$ la latitude géographique du lieu ; $x$ s'exprime alors en mètres.

De nos jours la rotation de la Terre peut être observée directement à partir de l'espace.

## § 72. Précession et nutation de l'axe terrestre

Si la Terre avait la forme d'une sphère homogène ou composée de couches sphériques d'égale densité, et si elle était un corps parfaitement solide, d'après les lois de la mécanique pendant n'importe quel intervalle de temps la direction de son axe de rotation et la période de sa rotation seraient constantes.

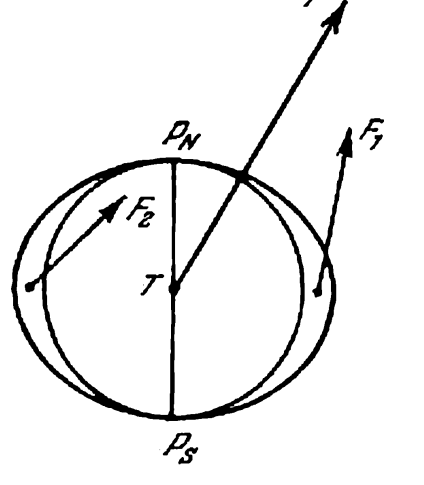


Fig. 51. Attraction d'un sphéroïde par un corps extérieur.

Or, la forme de la Terre n'est pas strictement sphérique, mais s'approche d'un sphéroïde (cf. § 62). L'attraction d'un sphéroïde par un corps quelconque $L$ (fig. 51) se compose de l'attraction $F$ d'une sphère isolée à l'intérieur du sphéroïde (appliquée à son centre), de l'attraction $F_1$ de la moitié du renflement équatorial le plus proche du corps $L$ et de l'attraction $F_2$ de l'autre moitié du renflement équatorial, plus éloignée. La force $F_1$ est plus grande que $F_2$ et c'est pourquoi l'attraction du corps $L$ tend à tourner l'axe de rotation du sphéroïde $P_N P_S$ de façon que le plan de l'équateur coïncide avec la direction $TL$ (sur la figure 51, dans le sens inverse à celui des aiguilles d'une montre). On sait de la mécanique que dans ce cas l'axe de rotation $P_N P_S$ se déplacera dans le sens perpendiculaire au plan dans lequel reposent les forces $F_1$ et $F_2$.

Les renflements équatoriaux de la Terre sphéroïdale subissent l'action de l'attraction exercée par la Lune et le Soleil. Il en résulte que l'axe de rotation de la Terre effectue dans l'espace un mouvement complexe.

Tout d'abord il décrit lentement autour de l'axe de l'écliptique un cône, tout en restant toujours incliné sur le plan du mouvement de la Terre sous un angle d'environ 66°33′ (fig. 52). Ce mouvement

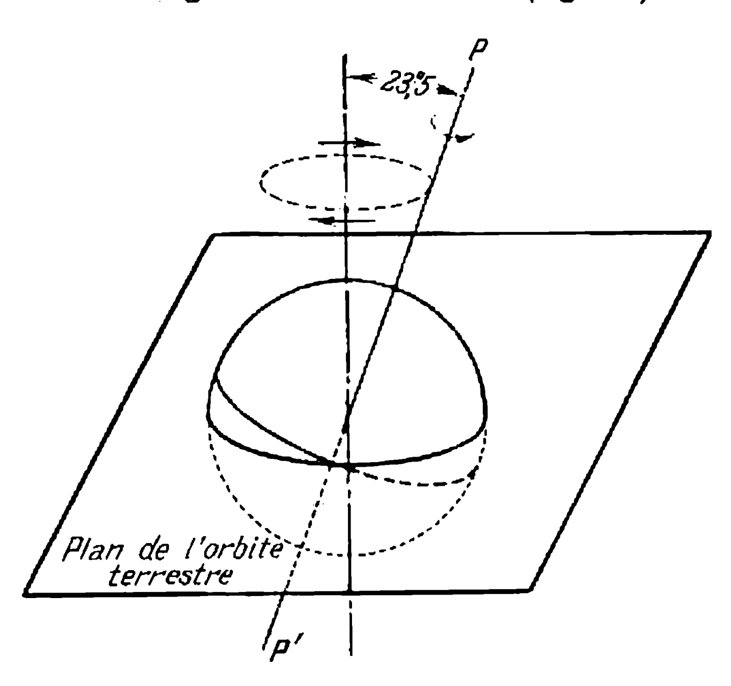



Fig. 52. Précession de l'axe terrestre.

de l'axe terrestre s'appelle *précession*, sa période est de 26 000 ans. Grâce à la précession terrestre les pôles célestes pendant la même période décrivent autour des pôles de l'écliptique de petits cercles de rayon de 23°27′. La précession, due à l'action du Soleil et de la Lune, s'appelle *précession luni-solaire*.

Par ailleurs l'axe terrestre effectue diverses autres petites oscillations autour de sa position moyenne, appelées *nutations*. Ces oscillations apparaissent sous l'action de la variation permanente de la valeur et de la direction des forces de précession exercées par le Soleil et la Lune ($F_1$ et $F_2$) ; elles sont nulles lorsque le Soleil et la Lune sont dans le plan de l'équateur et deviennent maximales lorsque le Soleil et la Lune s'en éloignent le plus.

La plus importante de ces irrégularités est celle d'une période de 18,6 ans égale à la période de révolution des nœuds lunaires (cf. § 76). Ce mouvement de l'axe terrestre fait décrire les pôles célestes des ellipses dont les grands axes sont de 18″,42, et les petits, de 13″,72.

L'effet de la précession et de la nutation se traduit par des lignes ondulées complexes décrites par les pôles célestes.

L'attraction des planètes est trop faible pour modifier la position de l'axe terrestre, mais elle s'exerce sur le mouvement de la Terre autour du Soleil en déplaçant dans l'espace le plan de l'orbite terrestre, c'est-à-dire le plan de l'écliptique. Ces variations du plan de l'écliptique s'appellent *précession planétaire*.

### § 73. Conséquences de la précession de l'axe terrestre

Nous avons déjà dit que la précession de l'axe terrestre fait décrire les pôles célestes en 26 000 ans des cercles de 23°,5 de rayon

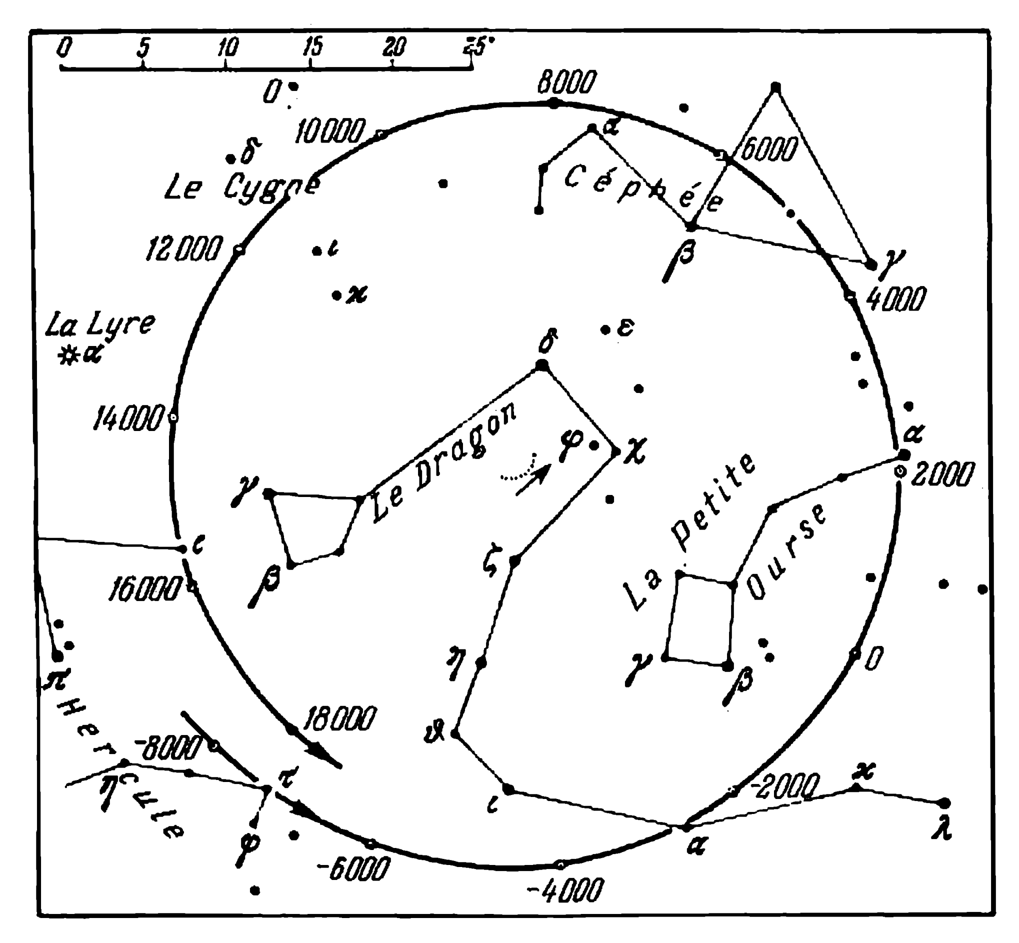



Fig. 53. Précession du pôle céleste Nord. Les points au centre montrent la position du pôle de l'écliptique.

autour des pôles de l'écliptique. Comme les pôles de l'écliptique se déplacent aussi dans la sphère céleste (précession planétaire), les courbes décrites par les pôles célestes ne se ferment pas. La figure 53 illustre la précession du pôle céleste Nord parmi les étoiles.

Actuellement le pôle céleste Nord se trouve près de α Petite Ourse ; c'est pour cette raison qu'on l'appelle Etoile Polaire. Mais il y a

4000 ans l'étoile la plus proche du pôle céleste Nord était $\alpha$ Dragon, et dans 12 000 ans ce sera $\alpha$ Lyre (Véga).

La variation de la direction de l'axe du monde entraîne celle de l'équateur céleste dont le plan est perpendiculaire à cet axe et parallèle au plan de l'équateur terrestre. Le plan de l'écliptique change aussi quelque peu sa position par suite de la précession planétaire. Il s'ensuit que les points d'intersection de l'équateur céleste et de l'écliptique (équinoxes) se déplacent lentement parmi les étoiles vers l'Ouest.

La vitesse de ce déplacement en une année $l = \frac{360°}{26000} = 50''.26$ est dite *précession annuelle totale à l'écliptique* ou *précession des équinoxes.*

La *précession annuelle totale à l'équateur* $m = 50'',26 \cos \varepsilon = 46'',11$, où $\varepsilon$ est l'obliquité de l'écliptique sur l'équateur; actuellement elle diminue lentement (de 0",47 par an), mais dans quelques milliers d'années l'obliquité commencera à augmenter aussi lentement parce que la précession planétaire est un phénomène périodique.

Au début de notre ère le point vernal se trouvait dans la constellation du Bélier, et l'équinoxe d'automne, dans la constellation de la Balance. Les équinoxes se désignaient alors par les symboles de ces constellations, ♈ et ♎ respectivement. Depuis, le point vernal s'est déplacé dans la constellation des Poissons, et l'équinoxe d'automne, dans celle de la Vierge, mais ils sont toujours désignés par les mêmes symboles.

Le mouvement des équinoxes étant opposé au mouvement apparent annuel du Soleil sur l'écliptique, le Soleil vient en ces points quelque peu en avance par rapport aux équinoxes qui seraient fixes. Pour cette raison l'intervalle de temps entre les passages consécutifs du centre du Soleil par le point vernal, appelé année tropique (cf. § 18), est plus court que la durée de révolution de la Terre autour du Soleil, appelée année sidérale (cf. § 38). La différence entre ces deux années est d'environ 20 minutes, temps nécessaire au Soleil qui se déplace sur l'écliptique à l'Est à la vitesse de 1° par jour pour parcourir 50",26.

Le point vernal est pris pour origine dans les systèmes de référence équatorial et écliptique (cf. §§ 11 et 15). Comme il se déplace à l'Ouest, les longitudes célestes de toutes les étoiles augmentent chaque année de 50",26, alors que les latitudes célestes restent inchangées. Ceci montre que la précession luni-solaire n'influe pas sur la position du plan de l'écliptique. La variation des deux coordonnées équatoriales (ascension droite et déclinaison) de toutes les étoiles est continue. Il en résulte que l'aspect du ciel stellaire du lieu donné change très lentement. Certaines étoiles autrefois invisibles dans quelque temps se leveront et se coucheront, alors que d'autres. actuellement visibles, deviendront des astres sans lever. Ainsi, dans

quelques milliers d'années, on pourra observer en Europe la Croix du Sud actuellement invisible, mais en revanche on ne pourra plus voir Sirius et une partie de la constellation d'Orion.

## § 74. Mouvement des pôles à la surface de la Terre

D'après les mesures des latitudes géographiques réalisées en divers points de la Terre, on a remarqué que les latitudes de ces points ne restent pas constantes, mais changent périodiquement en

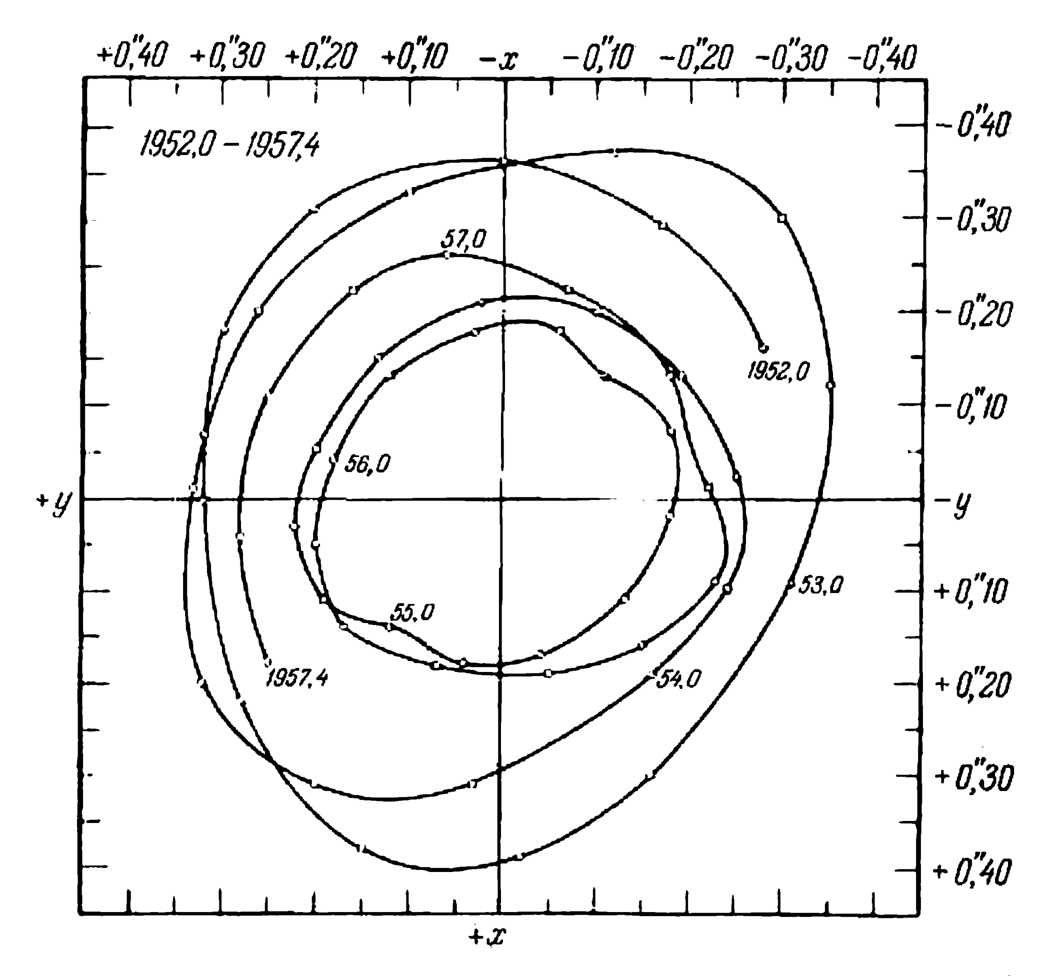



Fig. 54. Déplacement du pôle Nord de la Terre sur sa surface, de 1952 à 1957.

s'écartant de 0",3 par rapport à la moyenne; de plus, lorsqu'en un lieu la latitude augmente, au méridien géographique opposé elle diminue à peu près de la même valeur. Ces variations des latitudes géographiques s'expliquent par le fait que le corps de la Terre se déplace par rapport à l'axe de rotation, et comme ce déplacement n'influe pas sur l'axe de rotation de la Terre dont l'orientation dans l'espace reste toujours la même, à des moments différents les pôles

de rotation coïncident avec divers points de la surface terrestre. Il en résulte que les pôles de la Terre « errent » à sa surface.

Le pôle Nord de la Terre, en décrivant à sa surface une courbe complexe, ne sort pas d'un carré de 30 m de côté ; ce mouvement a lieu dans le sens opposé à celui des aiguilles d'une montre (fig. 54) si on regarde le pôle de l'extérieur.

Le mouvement des pôles terrestres, de même que les variations des latitudes géographiques, a une allure périodique. Les périodes principales sont celles de 14 mois de Chandler et de 12 mois ou période annuelle. Cette dernière est liée manifestement aux modifications saisonnières de la distribution des masses d'air, au transport des masses d'eau d'un hémisphère terrestre en un autre, etc.

La période de Chandler est une période naturelle des fluctuations de la Terre ; elle a été prévue théoriquement par Euler dès le XVIII[e] siècle. Si la Terre était un corps parfaitement solide, la période naturelle serait de 10 mois. Mais la Terre est un corps plastique qui subit des déformations élastiques, ce qui pousse la période naturelle à 14 mois.

Le mouvement des pôles à la surface terrestre a été découvert à la fin du XIX[e] siècle. En 1898 on a organisé le Service International des Latitudes qui comprenait six stations de même latitude $\varphi = +39°08'$ : en Italie, en Russie, au Japon et trois stations aux Etats-Unis. Actuellement le Service International des Latitudes compte 30 stations, qui se trouvent à des latitudes différentes.

A partir des observations systématiques réalisées par toutes les stations en commençant de la fin de 1899 on établit régulièrement pour chaque dixième partie de l'année la position du pôle Nord.

## § 75. Irrégularités de la rotation de la Terre. Temps des éphémérides

La période de rotation de la Terre sur son axe est un intervalle de temps pendant lequel la Terre fait un tour complet par rapport à une direction fixe quelconque. Cet intervalle est proche de la durée d'un jour sidéral (cf. § 19) mais ne lui est pas égal du fait que la direction du point vernal (dans le plan de l'équateur céleste) (cf. § 73) se déplace en une année environ à 46″. En un jour sidéral la direction du point vernal se déplace à $0'',126 = 46'' : 366$. C'est l'angle auquel la Terre tourne en $0^s,008$, et comme le point vernal se déplace à l'Ouest, c'est-à-dire dans le sens inverse de la rotation de la Terre, la période de rotation de la Terre est de $0^s,008$ plus grande que le jour sidéral et vaut $23^h56^m04^s,098$ de temps solaire moyen.

De nombreux travaux de recherche ont permis d'établir que la vitesse angulaire de la Terre est variable et sa rotation irrégulière.

Les variations de la vitesse de rotation de la Terre sont de trois types : *séculaires*, *irrégulières* (par sauts) et *périodiques* ou *saisonnières*.

Les modifications séculaires ont conditionné pendant les derniers 2000 ans une augmentation de la durée de rotation de $0^s,0023$ par siècle (d'après les observations réalisées pendant les derniers 250 ans, cette augmentation est plus petite, près de $0^s,0014$ par siècle). Le ralentissement séculaire de la rotation de la Terre a pour cause le freinage produit par les marées solaires et lunaires (cf. § 55).

Les changements irréguliers de la vitesse de rotation peuvent augmenter ou diminuer la durée du jour de $0^s,004$. La cause de ces fluctuations n'est pas encore tirée au clair.

Sous l'action des variations saisonnières de la rotation de la Terre, la durée moyenne du jour peut changer en un an de $\pm 0^s,001$ en moyenne. Les jours les plus courts surviennent en juillet-août, et les plus longs, en mars. La cause la plus probable des variations saisonnières réside dans les redistributions saisonnières des masses d'air et d'eau à la surface de la Terre. Ces variations ont été découvertes expérimentalement dans les années 40 de notre siècle à l'aide d'une horloge à quartz.

Les écarts séculaires et irréguliers de la rotation de la Terre sont traduits par les écarts dans les positions observées de la Lune et des planètes voisines de la Terre (Mercure, Vénus) et leurs positions calculées (éphémérides). Au milieu du XIX siècle on a découvert dans le mouvement apparent de la Lune des écarts du mouvement calculé que la théorie de la gravitation ne pouvait pas expliquer. On a émis alors l'hypothèse que ces écarts sont apparents et peuvent être provoqués par la rotation irrégulière de la Terre sur son axe. En effet, lorsque la rotation de la Terre ralentit, il nous semble que la Lune accélère son mouvement, et lorsque la Terre tourne plus vite, le mouvement de la Lune nous paraît ralenti.

Cette explication s'est confirmée au XX^e^ siècle lorsqu'on avait découvert des écarts dans les mouvements de Mercure et de Vénus, analogues à ceux de la Lune, se produisant simultanément et étant proportionnels aux mouvements moyens de ces planètes.

La rotation irrégulière de la Terre fait que le jour moyen est une grandeur variable. Aussi, on utilise en astronomie deux systèmes pour évaluer le temps : le temps irrégulier, fourni par des observations et déterminé par la rotation réelle de la Terre, et le temps régulier, argument appliqué pour le calcul des éphémérides des planètes et défini d'après les mouvements de la Lune et des planètes. Le temps régulier s'appelle *temps de Newcomb* ou *temps des éphémérides.*

Dès 1960 les annuaires astronomiques donnent les éphémérides du Soleil, de la Lune, des planètes et de leurs satellites dans le système du temps des éphémérides. Pour calculer la position de ces corps célestes dans le système du temps universel (irrégulier), il faut connaître la différence $\Delta T$ entre le temps des éphémérides $TE$ et le temps universel T.U. La valeur exacte de $\Delta T$ ne peut s'obtenir que pour des intervalles de temps révolus en comparant les coordon-

nées observées de la Lune avec ses coordonnées calculées. C'est pourquoi les annuaires astronomiques donnent la valeur extrapolée de $\Delta T$ pour l'année en cours.

La différence $\Delta T$ était nulle aux environs de 1900. Mais comme au XX[e] siècle en moyenne la vitesse de rotation de la Terre diminuait, c'est-à-dire les jours observés devenaient plus longs que les jours réguliers (éphémérides), le temps des éphémérides pendant les 70 années écoulées « a pris » $38^s$ de l'avance sur le temps universel et pour 1974 on a adopté $\Delta T = TE -$ T.U. $= +44^s$.

Pour rendre possible l'utilisation du système du temps des éphémérides on a introduit en astronomie et en physique une nouvelle définition de la seconde en tant qu'une dérivée de l'unité du temps. Autrefois, on la prenait pour 1/86 400 partie du jour solaire moyen. En octobre 1956, le Comité International des Poids et Mesures a adopté que la seconde est une 1/31 556 925, 9747 partie de l'année tropique dont la durée dans le système du temps des éphémérides était en 1900 de 365,2421988 jours solaires moyens. (Le nombre 31 556 925,9747 = 365,2421988·86 400 est le nombre de secondes de cette année tropique). Sous cette définition, la seconde a reçu le nom de *seconde éphéméride*.

La nouvelle définition de la seconde rend ainsi compte de la variabilité du jour moyen solaire.

## CHAPITRE V

# MOUVEMENTS DE LA LUNE. ÉCLIPSES

### § 76. Orbite de la Lune et ses perturbations

L'orbite du mouvement non perturbé de la Lune autour de la Terre est une ellipse dont l'excentricité est de 0,055 ou de 1/18, et le demi-grand axe est de 384 400 km. Au périgée, la distance de la Terre à la Lune est de 21 000 km plus petite que la distance moyenne, et en apogée, elle est d'autant plus grande.

Le plan de l'orbite lunaire fait en moyenne avec le plan de l'écliptique un angle de 5°09′. La Lune se déplace autour de la Terre de l'Ouest à l'Est, c'est-à-dire dans le même sens que la Terre autour du Soleil. La période de révolution de la Lune autour de la Terre s'appelle *mois sidéral*. Sa durée est de 27,32 jours solaires moyens. C'est le temps nécessaire à la Lune pour revenir à sa position initiale sur l'orbite.

Le mouvement de la Lune est l'un des plus difficiles pour l'étude et ceci pour deux raisons: 1) les perturbations de son mouvement sont très grandes (cf. § 54); 2) la Lune est proche de la Terre et c'est pourquoi dans son mouvement on enregistre des écarts tels qui s'échappent à l'observation dans le cas des astres plus éloignés.

Les perturbations font que les éléments de l'orbite lunaire changent sans cesse. Les perturbations périodiques affectent tous es éléments de l'orbite. Par exemple, son inclinaison moyenne de 5°09′ varie entre 4°58′ à 5°20′ en une période légèrement inférieure à six mois. Chaque élément de l'orbite lunaire subit plusieurs centaines de perturbations périodiques de période et amplitude différentes. Il en résulte que le mouvement réel de la Lune est très compliqué et son étude est un des problèmes les plus ardus de la mécanique céleste.

Les perturbations séculaires affectent la longitude du nœud ascendant et la longitude du périgée de l'orbite lunaire. Les nœuds lunaires se déplacent sur l'écliptique dans le sens opposé à celui de la Lune, c'est-à-dire vers l'Ouest, en réalisant un tour complet sur l'écliptique en 18 ans 7 mois (6 793 jours moyens). Le périgée de l'orbite lunaire se déplace vers l'Est en effectuant un tour complet en 9 ans (3 232 jours moyens).

A chaque tour de la Lune autour de la Terre ses nœuds se déplacent environ à 1°,5. Par conséquent au bout d'un mois sidéral, la Lune ne revient jamais exactement en sa position antérieure et, en

toute rigueur, elle accomplit chaque tour suivant une autre trajectoire. Ce n'est que dans 18 ans et 7 mois, après que les nœuds accomplissent le tour complet de l'écliptique, que la Lune revient au même point de son orbite.

Le mouvement des nœuds influe sensiblement sur la visibilité de la Lune. Lorsque le nœud ascendant coïncide avec le point vernal, l'orbite sort de l'angle compris entre l'équateur céleste et l'écliptique. L'angle entre l'orbite de la Lune et l'équateur céleste est alors de 28°36′ (23°27′ + 5°09′). Si c'est le nœud descendant qui se trouve au point vernal, l'orbite lunaire se situe entre l'équateur céleste et l'écliptique, et l'angle que cette orbite fait avec l'équateur céleste est de 18°18′ (23°27′ — 5°09′). De cette façon dans le premier cas, la déclinaison de la Lune varie en un mois de +28°36′ à —28°36′ et dans le deuxième, de +18°18′ à —18°18′, c'est-à-dire dans le deuxième cas la marge des variations est plus petite. La variation des limites de la déclinaison de la Lune influe sensiblement sur les conditions de sa visibilité.

## § 77. Mouvement apparent et phases de la Lune

Le mouvement apparent de la Lune sur le fond d'étoiles résulte du mouvement réel de la Lune autour de la Terre. Pendant la lunaison la Lune se déplace toujours dans le même sens, de l'Ouest à l'Est d'un mouvement direct. La trajectoire visible de la Lune est une courbe qui ne se ferme pas et dont la position dans les constellations zodiacales change sans cesse.

Le mouvement apparent de la Lune s'accompagne d'une variation continue de son aspect extérieur qu'on appelle *phases de la Lune* [1]). Il y a des jours où la Lune est complètement invisible, d'autres jours elle a la forme d'un croissant, d'un demi-cercle ou d'un cercle complet. Les phases lunaires sont dues au fait que la Lune comme la Terre est un corps sphérique sombre et opaque qui dans son mouvement autour de la Terre prend des positions différentes par rapport au Soleil (fig. 55).

Le Soleil étant très éloigné, ses rayons, en venant jusqu'à la Lune, sont presque parallèles et éclairent toujours la moitié de la sphère lunaire ; l'autre moitié reste sombre. Comme la Lune montre à la Terre une partie de l'hémisphère sombre et une partie de l'hémisphère éclairée, elle se présente le plus souvent à nos yeux comme un croissant lumineux. La ligne qui sépare la partie sombre du disque lunaire de sa partie éclairée s'appelle *terminateur*,

---

[1]) La phase Φ est égale au rapport de la largeur maximale de la partie éclairée $d'$ du disque lunaire à son diamètre $d$, c'est-à-dire

$$\Phi = \frac{d'}{d}.$$

elle a toujours la forme d'une demi-ellipse. L'angle $\psi$ entre les directions du Soleil à la Lune et de la Lune à la Terre s'appelle *angle de phase*.

On distingue quatre phases principales qui se transforment l'une dans l'autre: *nouvelle Lune*, *premier quartier*, *pleine Lune*, *dernier quartier*.

Pendant la nouvelle Lune, la Lune passe entre le Soleil et la Terre (c'est-à-dire en conjonction avec le Soleil), son angle de phase $\psi = 180°$, elle nous présente sa face sombre et nous ne pouvons pas l'apercevoir. Deux jours après, la Lune apparaît sous la forme d'un

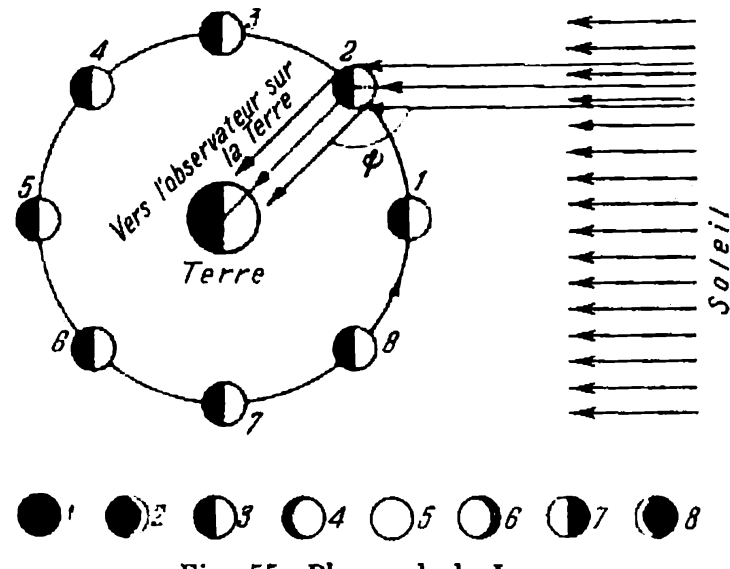



Fig. 55. Phases de la Lune.

croissant étroit à l'Ouest dans les rayons du Soleil couchant. Le croissant lunaire tourné par sa convexité vers le Soleil augmente d'un jour à l'autre, et 7 jours environ après la nouvelle Lune prend la forme d'un demi-cercle: c'est la phase du premier quartier. La Lune se trouve alors en quadrature orientale, c'est-à-dire à 90° à l'Est du Soleil, son angle de phase $\psi = 90°$ et elle montre à la Terre une moitié de son hémisphère sombre et une moitié de son hémisphère éclairée. Dans cette phase la Lune est visible la première partie de la nuit, puis elle descend sous l'horizon.

La partie visible de l'hémisphère éclairée de la Lune s'accroît chaque jour et 7 jours après le premier quartier survient la pleine Lune, lorsque le satellite de la Terre prend la forme d'un cercle. La Lune est alors en opposition au Soleil, $\psi = 0°$, elle montre à la Terre tout son hémisphère éclairée. La pleine Lune est visible dans le ciel du côté opposé à la direction du Soleil (sa longitude céleste diffère de 180° de la longitude céleste du Soleil). C'est pourquoi la pleine Lune est visible toute la nuit; elle se lève à peu près avec le coucher du Soleil et se couche avec son lever.

Après la pleine Lune, la Lune commence à « décroître », sur le côté occidental apparaît l'ombre qui s'étend progressivement et la partie de l'hémisphère éclairée visible de la Terre devient chaque jour plus petite. Sept jours après la Lune prend de nouveau la forme d'un demi-cercle: c'est le dernier quartier, $\psi = 90°$, la Lune est en quadrature occidentale, et elle présente à la Terre une moitié de l'hémisphère éclairée et une moitié de l'hémisphère sombre. Mais cette fois seulement elle se trouve à 90° à l'Ouest du Soleil et on la voit après minuit jusqu'au lever du Soleil.

L'ombre gagne peu à peu le disque lunaire, le croissant devient de plus en plus étroit, la Lune se montre à l'Est dans les rayons de l'aube du matin, peu avant le lever du Soleil. Deux ou trois jours après le croissant disparaît, la Lune devient de nouveau invisible du fait que 7 jours après le dernier quartier survient la nouvelle Lune. La conjonction de la Lune et du Soleil pendant la nouvelle Lune et son opposition pendant la pleine Lune s'appellent *syzygies*.

## § 78. Périodes de révolution de la Lune

L'intervalle de temps entre deux phases analogues (entre deux pleines Lunes, par exemple) s'appelle *révolution synodique*. Les observations montrent que la révolution synodique dure 29,53 jours solaires moyens. Ainsi la révolution synodique est plus longue qu'une révolution sidérale. On le conçoit aisément en considérant la figure 56 où la position *1* correspond à la disposition relative de la Lune, de la Terre et du Soleil au moment de la pleine Lune. Dans 27,32 jours, c'est-à-dire après une révolution sidérale, la Lune, ayant accompli un tour complet sur son orbite, reviendrait à sa position antérieure par rapport aux étoiles, mais comme la Terre vient se déplacer pendant ce temps en position 2, la pleine Lune n'aura pas encore lieu. Elle surviendra un peu plus tard, lorsque la Terre sera en 3.

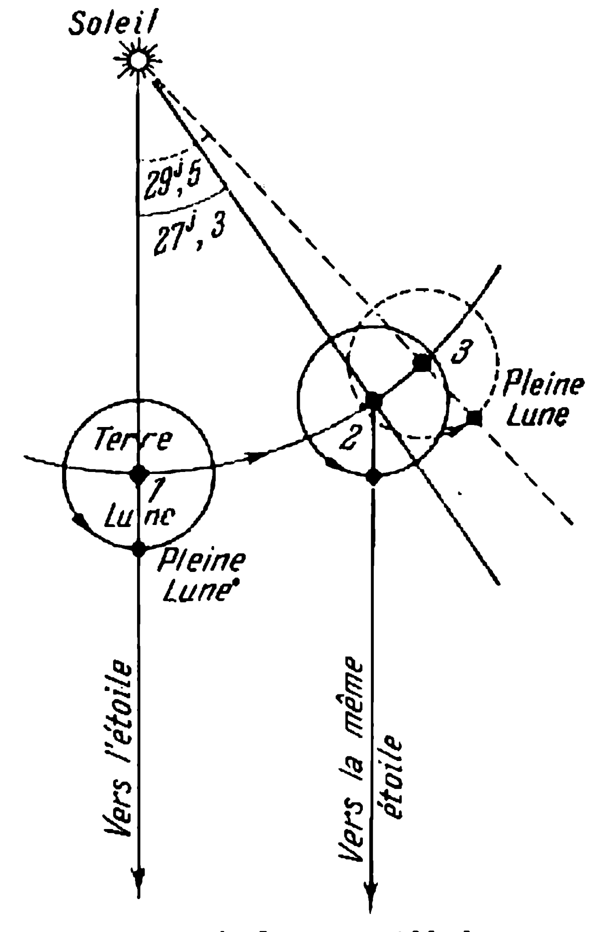



Fig. 56. Durée des mois sidéral et synodique.

Le rapport mathématique entre les révolutions synodique et sidérale de la Lune est le même que pour les planètes inférieures (cf. § 38).

Outre les révolutions sidérale et synodique, il existe dans le mouvement de la Lune encore trois périodes : *révolution anomalistique*, intervalle de temps entre deux passages de la Lune au périgée (27,55 jours moyens) ; *révolution draconitique*, intervalle de temps entre deux passages consécutifs de la Lune au même nœud de son orbite (27,21 jours moyens) ; *révolution tropique*, intervalle de temps au cours duquel la longitude de la Lune augmente de 360°. La précession fait que le mois tropique est de 7 secondes plus court que le mois sidéral. Le mois draconitique est plus court que le mois sidéral parce que les nœuds de l'orbite lunaire se déplacent dans le sens opposé au mouvement de la Lune, et le mois anomalistique est plus long que le mois sidéral parce que le périgée de l'orbite lunaire se déplace dans le même sens que la Lune.

## § 79. Rotation et librations de la Lune

La Lune présente toujours la même face à la Terre, la même hémisphère, parce que la période de rotation sur son axe, de même que la direction de cette rotation, est la même que celle de sa rotation autour de la Terre, c'est-à-dire le « jour sidéral » lunaire dure 27,32 jours terrestres moyens. De plus, l'axe de rotation de la Lune fait avec le plan de l'orbite lunaire un angle moyen de 83°20′ (cette inclinaison varie de 83°10′ à 83°31′).

Ainsi le plan de l'équateur lunaire fait avec le plan de l'orbite lunaire un angle de 6°39′, et avec le plan de l'écliptique, un angle de 1°30′. Le plan de l'écliptique repose entre les plans de l'équateur lunaire et de l'orbite lunaire, et tous ces trois plans se coupent suivant une même droite. Cette dernière circonstance a été établie par Cassini en 1721 et porte le nom de *loi de Cassini*.

A chaque moment donné on voit de la Terre exactement une moitié de la surface lunaire, mais les observations prolongées permettent d'explorer presque 60 % de sa surface. Ceci est rendu possible grâce aux phénomènes qui portent le nom commun de *librations* (balancements).

Les librations optiques ou apparentes qui en fait n'ont rien à voir avec des « balancements » peuvent être de trois types : librations en longitude, en latitude et diurne.

La libration en longitude est due à la rotation régulière de la Lune sur son axe alors que, d'après la deuxième loi de Kepler, son mouvement sur l'orbite est plus rapide au périgée et plus lent en apogée.

Aussi en un quart de mois après le passage au périgée $\Pi$ (fig. 57), la Lune parcourra-t-elle plus d'un quart de son orbite tout en tour-

nant sur son axe exactement à 90°. Le point *a* qui se trouvait auparavant au centre du disque lunaire sera visible cette fois à gauche du centre (se déplacera vers l'Est). Le point *b*, qu'on voyait auparavant au bord droit (Ouest) du disque, se déplacera dans le même sens et

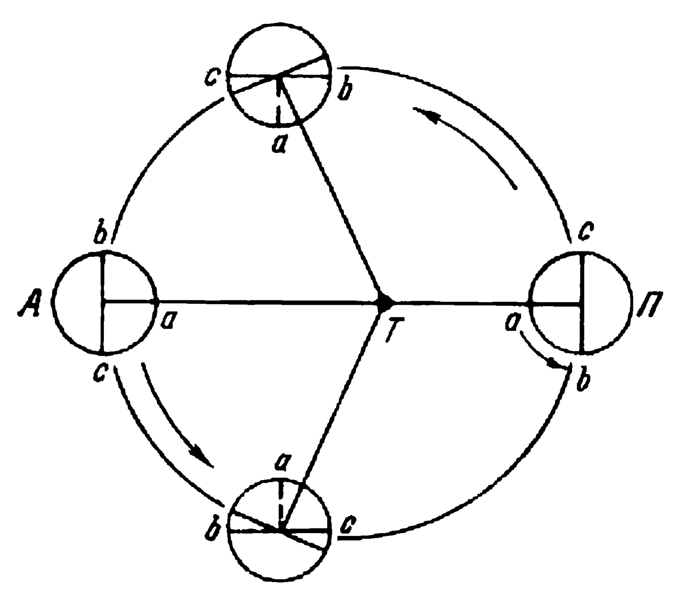



Fig. 57. Libration de la Lune en longitude

donc on verra la partie de l'hémisphère auparavant cachée. En apogée on verra la même surface de la Lune qu'en périgée, mais en un quart de mois après le passage à l'apogée la Lune parcourra moins d'un quart de son orbite tout en se tournant encore exactement à 90°

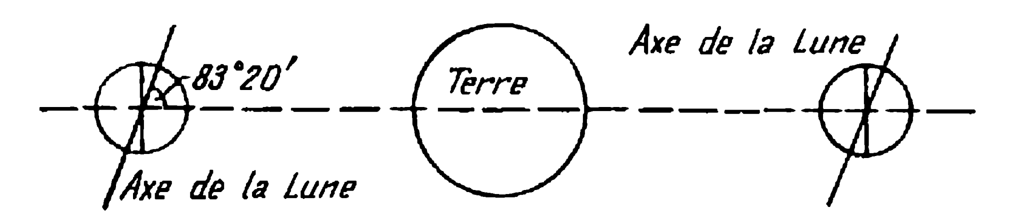



Fig. 58. Libration de la Lune en latitude.

autour de son axe, en rendant visible maintenant le mince filet Est de l'hémisphère opposée. La période de libration en longitude est égale à une révolution anomalistique et sa grandeur maximale est de 7°54′.

La libration en latitude est due à l'inclinaison de l'axe de rotation de la Lune sur le plan de son orbite et la conservation de la direction de l'axe dans l'espace lors du mouvement de la Lune (fig. 58). Il en résulte qu'on voit tantôt la partie de la surface lunaire dans la région du pôle Sud, tantôt la partie voisine

du pôle Nord. La période de libration en latitude est égale à une révolution draconitique et sa grandeur atteint 6°50′.

La libration diurne ou parallactique a pour cause la proximité relative de la Lune à la Terre. C'est pourquoi la surface lunaire n'est pas vue de la même façon de différents points de la Terre. Deux observateurs se trouvant en deux points opposés de l'équateur terrestre voient au même instant des régions quelque peu différentes de la surface lunaire. Ainsi, l'observateur pour lequel la Lune ne fait que de se lever voit une partie de la surface lunaire située au-delà du bord ouest de son disque, alors que le deuxième observateur, pour lequel la Lune se couche, ne voit pas cette partie de la Lune mais, en revanche, il voit la partie du disque lunaire située au-delà du bord est. La libration diurne varie autour de 1°.

La libration physique, c'est-à-dire le balancement réel de la Lune, a lieu du fait que le demi-grand axe de l'ellipse lunaire s'écarte périodiquement de sa direction dans le sens de la Terre, alors que l'attraction terrestre tend à la remettre en cette position. La libration physique est très petite en grandeur (environ 2″).

## § 80. Occultation des astres par la Lune. Eclipses de Soleil

Dans son mouvement autour de la Terre, la Lune passe devant des astres éloignés en les rendant momentanément invisibles. Ce phénomène porte le nom général d'*occultation des astres par la Lune*. La détermination des moments précis du début et de la fin des occultations a une grande importance pour l'étude des mouvements de la Lune et de la forme de son disque. Le plus souvent on observe l'occultation des étoiles, il est plus rare d'observer l'occultation des planètes.

Les occultations du Soleil par la Lune s'appellent *éclipses de Soleil*. L'allure des éclipses solaires varie suivant les différents lieux de la surface terrestre. Le disque du Soleil est complètement éclipsé seulement pour un observateur qui se trouve à l'intérieur du cône d'ombre lunaire dont le diamètre maximal à la surface terrestre ne dépasse pas 270 km. Dans cette zone relativement étroite couverte par l'ombre de la Lune, on voit l'*éclipse de Soleil totale* (fig. 59). Dans les zones couvertes par la pénombre de la Lune, à l'intérieur de ce qu'on appelle cône de pénombre, on ne voit qu'une *éclipse de Soleil partielle*, le disque de la Lune ne couvrant qu'une partie du disque Solaire. Plus l'observateur est proche de l'axe de l'ombre, plus la partie du disque solaire cachée est étendue, plus la phase de l'éclipse est grande. En dehors du cône de pénombre le disque solaire reste visible tout entier et il n'y a pas d'éclipse.

La distance de la Lune à la Terre variant de 405 500 km à 363 300 km, et la longueur du cône d'ombre lunaire étant en moyen-

ne de 374 000 km, le sommet de ce cône n'atteint pas parfois la Terre. Dans ce cas dans le voisinage de l'axe du cône d'ombre l'éclipse solaire sera *annulaire*, les bords du disque solaire restant non recouverts formeront autour du disque sombre de la Lune un anneau étroit brillant.

En différents lieux de la Terre l'éclipse de Soleil se produit à des moments différents. Le mouvement de la Lune autour de la Terre et la rotation de la Terre autour de son axe font que l'ombre lunaire

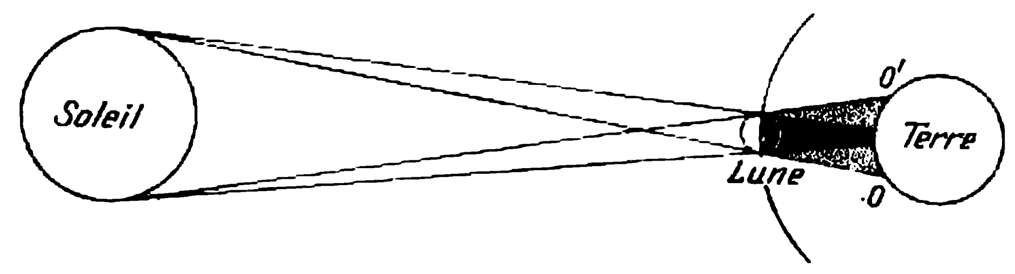



Fig. 59. Schéma de l'éclipse solaire.

se déplace à la surface terrestre à peu près de l'Ouest à l'Est en formant une bande d'ombre de quelques milliers de kilomètres de long et d'une largeur moyenne de 200 km et maximale de 270 km.

La Lune se déplaçant d'Ouest en Est, l'éclipse solaire commence au bord ouest du Soleil. D'abord apparaît une échancrure noire en forme d'arc de cercle de rayon égal à celui du disque solaire [1]). Elle gagne peu à peu d'étendue et le Soleil prend la forme d'un croissant de plus en plus étroit. Lorsque le dernier point du disque solaire disparaît, vient la phase de l'éclipse totale qui ne dure que quelques minutes, pas plus de sept, et le plus souvent deux à trois. Ensuite, le disque sombre de la Lune découvre peu à peu le disque solaire et l'éclipse prend fin. La durée totale de toutes les phases de l'éclipse peut dépasser deux heures.

Il est parfaitement clair que les éclipses solaires ne peuvent avoir lieu qu'à l'époque de la nouvelle Lune.

## § 81. Eclipses de Lune

La Terre éclairée par le Soleil rejette l'ombre et la pénombre du côté opposé au Soleil (fig. 60). Le diamètre du Soleil étant plus grand que celui de la Terre, l'ombre terrestre, de même que l'ombre lunaire, a une forme de cône. Le cône d'ombre terrestre est plus long que celui de la Lune et son diamètre à la distance de la Lune est 2,5 fois plus grand que le diamètre lunaire.

[1]) Les rayons apparents des disques solaire et lunaire sont presque égaux parce que la Lune est 400 fois plus proche de la Terre que le Soleil, alors que le diamètre linéaire de la Lune est 400 fois environ plus petit que celui du Soleil; il s'ensuit que les deux astres sont visibles à partir de la Terre presque sous les mêmes angles.

En gravitant autour de la Terre, la Lune peut pénétrer dans le cône d'ombre terrestre. Il y aura alors une *éclipse lunaire*. Puisque pendant une éclipse, la Lune n'est plus éclairée par le Soleil, l'éclipse de Lune est visible dans toute l'hémisphère nocturne de la Terre; en tous les points de cette hémisphère l'éclipse commence et finit

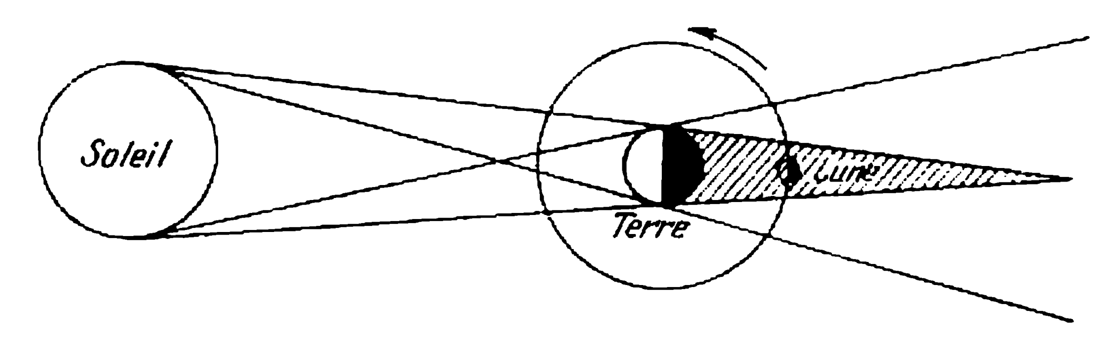



Fig. 60. Schéma de l'éclipse lunaire.

au même instant physique. Mais ces moments diffèrent suivant le temps local et dépendent de la longitude géographique du lieu.

La Lune se déplaçant de l'Est à l'Ouest, c'est par son bord Est qu'elle pénètre d'abord dans l'ombre terrestre. Une échancrure se forme qui va en augmentant et le disque lunaire prend la forme d'un croissant qui diffère des croissants des phases lunaires par la forme de la ligne de séparation entre la partie éclairée du disque et la partie couverte par l'ombre ; cette ligne est un arc de cercle de rayon 2,5 fois supérieur à celui du disque lunaire, alors que le terminateur des phases lunaires a la forme d'une demi-ellipse.

Si la Lune entre complètement dans l'ombre de la Terre, il y a *éclipse totale de Lune*, si elle n'entre que partiellement, il y a *éclipse partielle*. A la distance de la Lune à la Terre, le diamètre de l'ombre terrestre étant 2,8 fois plus grand que celui de la Lune, l'éclipse lunaire totale peut durer jusqu'à deux heures.

Une éclipse lunaire totale ou partielle est précédée et suivie d'une *éclipse de Lune par la pénombre*, lorsque la Lune traverse la pénombre terrestre. Une éclipse de Lune par la pénombre n'est pas toujours suivie par l'ombre.

Il est parfaitement clair que les éclipses de Lune ne peuvent se produire que pendant les pleines lunes.

## § 82. Conditions de réalisation des éclipses de Soleil et de Lune

Si le plan de l'orbite lunaire coïncidait avec le plan de l'écliptique, les éclipses de Soleil et de Lune auraient lieu chaque révolution synodique. Mais le plan de l'orbite lunaire est incliné sur le plan de l'écliptique sous un angle de 5°09', et de ce fait pendant la nouvelle

ou la pleine Lune, la Lune se trouve loin du plan de l'écliptique, son disque passe au-dessus ou au-dessous du disque solaire ou du cône d'ombre terrestre et il n'y a pas d'éclipse.

Pour qu'une éclipse solaire ou lunaire ait lieu, il faut que pendant la pleine ou la nouvelle Lune la Lune se trouve à proximité du nœud de son orbite, c'est-à-dire dans le voisinage de l'écliptique.

Soient sur la figure 61, $S$, $T$ et $L$ les centres du Soleil, de la Terre et de la Lune reposant dans le même plan perpendiculaire au plan

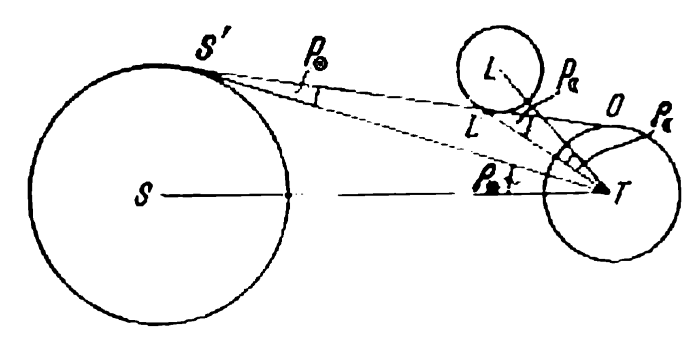



Fig. 61. Position du Soleil, de la Lune et de la Terre au début de l'éclipse solaire.

de l'écliptique. Alors $\angle LTS = \beta$ est la latitude géocentrique céleste de la Lune ; si cet angle est inférieur à celui représenté sur la figure, il se produira au point $O$ de la Terre une éclipse de Soleil partielle de courte durée. L'angle $\beta$ est égal à la somme des trois angles :

$$\beta = \angle LTL' + \angle L'TS' + \angle S'TS.$$

Mais l'angle $LTL' = \rho_☾$ est le rayon angulaire de la Lune ; $\angle S'TS = \rho_\odot$, le rayon angulaire du Soleil ; $\angle L'TS' = \angle TL'O - \angle TS'O$, où $\angle TL'O = p_☾$, la parallaxe horizontale de la Lune ; et $\angle TS'O = p_\odot$, la parallaxe horizontale du Soleil. Par conséquent,

$$\beta = \rho_☾ + \rho_\odot + p_☾ - p_\odot.$$

Si on adopte pour les grandeurs du deuxième membre les moyennes

$$\rho_☾ = 15',5, \qquad \rho_\odot = 16',3,$$
$$p_☾ = 57',0, \qquad p_\odot \approx 8'',8;$$
$$\beta = 88',7.$$

Par suite, pour qu'il y ait au moins une éclipse solaire partielle de faible durée, il faut que la latitude géocentrique céleste de la Lune soit inférieure à 88',7. La distance angulaire du centre de la Lune au nœud $\Delta l$ peut se calculer à partir du triangle rectangle sphérique ☊ ♋$L$ (fig. 62) d'après la formule

$$\sin \Delta l = \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} i}.$$

Pour $\beta = 88',7$ et $i = 5°09'$, $\Delta l = 16°,5$. Il est clair qu'une éclipse solaire est également possible de l'autre côté du nœud lunaire, à la même distance de ce nœud. Le Soleil parcourt un arc de l'écliptique de 33° à la vitesse moyenne de 59′ par jour en 34 jours. Mais au cours de cette période il y aura nécessairement une nouvelle Lune et peut être même deux, puisque la durée d'une révolution synodique est de 29,5 jours. Il s'ensuit donc que chaque année il y a nécessairement deux éclipses de Soleil (près de deux nœuds de l'orbite lunaire),

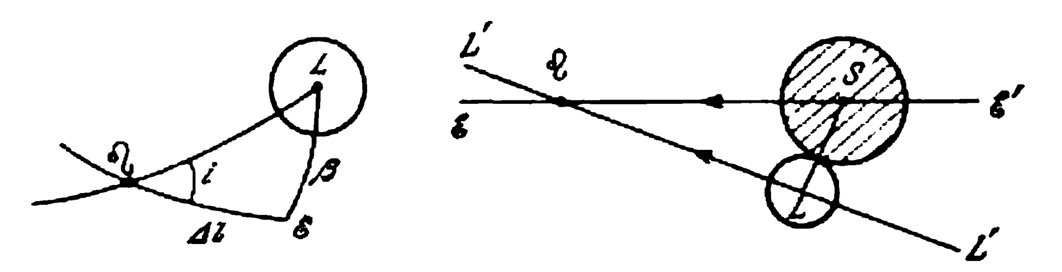



Fig. 62. Position de la Lune par rapport au nœud lunaire au début de l'éclipse solaire.

Fig. 63. Distance limite entre le centre de l'ombre terrestre et nœud lunaire au moment des éclipses lunaires.

mais il peut se produire quatre ou même cinq éclipses. On observe cinq éclipses solaires en une seule année lorsque la première éclipse se produit peu après le premier janvier. La deuxième survient alors pendant la nouvelle Lune suivante, la troisième et la quatrième se produisent un peu avant les six mois, et la cinquième 354 jours après la première (354 jours valent 12 révolutions synodiques).

Soit maintenant (fig. 63) $S$ le centre de l'ombre terrestre dont le rayon angulaire à la distance moyenne de la Lune est de 41′ ; $L'L'$, la partie de l'orbite lunaire parcourue par le centre de la Lune $L$, dont le rayon angulaire est de 15′,5 ; ☊ est le nœud ascendant de l'orbite lunaire.

Pour qu'une éclipse de Lune ait lieu, il faut qu'à la nouvelle Lune la distance entre les centres de l'ombre terrestre et de la Lune soit inférieure à $41' + 15',5 = 56',5$. On tire du triangle sphérique $SL☊$

$$\sin SL = \sin S☊ \sin \angle S☊L$$

ou

$$\sin 56',5 = \sin S☊ \sin 5°09',$$

d'où l'on déduit

$$S☊ = \Delta l = 10°,6.$$

Par conséquent, une éclipse lunaire, ne serait-ce que de courte durée, n'est possible que dans le cas où le centre de l'ombre terrestre est éloigné d'un côté ou de l'autre du nœud lunaire à moins de 10°,6. L'ombre de la Terre en se déplaçant sur l'écliptique à une vitesse

de 59′ par jour, parcourt cette distance en 10,8 jours, et la distance double de 21°,2, en 21,6 jours. Mais comme la révolution synodique compte 29,5 jours, une pleine Lune peut avoir lieu à une distance supérieure à 10°,6 à l'Ouest du nœud, et la pleine Lune suivante, à la même distance à l'Est du nœud ; alors, au cours de cette révolution il n'y aura pas d'éclipses lunaires. Il n'y en aura d'autant plus au cours de la révolution suivante, le centre de la Lune passant par le nœud 27,2 jours plus tard (révolution draconitique), la pleine Lune survenant 2,3 jours plus tard. En 2,3 jours la Lune s'éloignera du nœud à 30° et son centre passera par rapport au centre de l'ombre terrestre à une distance supérieure à 56′,5.

L'éclipse de Lune suivante ne peut avoir lieu que six mois après dans le voisinage de l'autre nœud de l'orbite lunaire, mais pour les mêmes raisons elle peut ne pas avoir lieu.

De cette façon il se peut que tout au cours de l'année il n'y ait aucune éclipse, leur plus grand nombre étant trois. Trois éclipses lunaires par an se produisent lorsque la première d'entre elles tombe peu après le premier janvier, la deuxième fin juin, et la troisième fin décembre, 12 mois synodiques (354 jours) après la première.

## § 83. Nombre total d'éclipses par an. Saros

Si l'on considère les conditions de réalisation des éclipses, on établit facilement que leur nombre maximal en une année est sept, à raison de deux éclipses lunaires et cinq solaires ou trois éclipses lunaires et quatre solaires. Dans le premier cas, au début de l'année se produisent deux éclipses de Soleil et entre elles, une éclipse de Lune ; puis au milieu de l'année encore deux éclipses solaires et une lunaire, et à la fin de l'année la cinquième éclipse de Soleil. Dans le deuxième cas, on observe au début de l'année une éclipse lunaire suivie d'une éclipse solaire, puis au milieu de l'année, deux éclipses de Soleil et une de Lune, et à la fin de l'année, une éclipse solaire suivie de la troisième éclipse lunaire. Toutefois, de telles années sont très rares, le plus souvent il y a deux éclipses solaires et deux lunaires par an. Le nombre minimal d'éclipses qui peuvent se produire en une année est deux, toutes les deux étant des éclipses solaires.

Les éclipses se suivent presque dans le même ordre après un intervalle de temps dit *saros* (mot d'origine assyro-babylonienne). Le Saros, déjà connu des Chaldéens, dure 18 ans et 11,3 jours. En effet, les éclipses se succèdent dans le même ordre (à partir d'une éclipse initiale quelconque) après un intervalle de temps nécessaire pour qu'une même phase de la Lune se produise à la même distance entre la Lune et le nœud de son orbite, comme cela a été au moment de l'éclipse initiale.

Les phases de la Lune se répètent en moyenne tous les 29,53 jours; le retour de la Lune au même nœud de son orbite a lieu tous les 27,21 jours, et l'intervalle de temps entre deux passages successifs du centre du Soleil au même nœud de l'orbite lunaire, appelé *année draconitique* est de 346,62 jours. Par conséquent, la période de la répétition des éclipses (saros) est égale à l'intervalle de temps nécessaire pour que les débuts de ces trois périodes coïncident de nouveau. Il s'avère que 242 mois draconitiques valent presque exactement 223 mois synodiques, ainsi que 19 années draconitiques, et plus précisément

242 mois draconitiques = 6585,36 jours;

223 mois synodiques = 6585,32 jours = 18 ans 11 jours 7 heures 42 minutes;

19 années draconitiques = 6585,78 jours.

Puisque 223 mois synodiques sont de 0,04 jour plus courts que 242 mois draconitiques, dans 6585 jours la nouvelle Lune (ou la pleine Lune) aura lieu à une distance quelque peu différente du nœud de l'orbite lunaire qu'il y a 18 ans. Aussi les conditions dans lesquelles se produisent les éclipses ne seront pas exactement les mêmes. D'autre part, le saros comportant un nombre entier de jours plus 1/3 de jour, les zones de visibilité des éclipses se déplacent en 18 ans sur la surface terrestre vers l'Ouest environ à 120°.

Chaque saros compte 70 éclipses dont 41 de Soleil et 29 de Lune. Ainsi, les éclipses solaires sont plus fréquentes que les éclipses lunaires, mais il existe des points à la surface terrestre où les éclipses lunaires sont plus fréquentes, parce qu'elles sont visibles dans toute l'hémisphère, alors que les éclipses de Soleil ne le sont que sur une bande relativement étroite. Il est surtout rare d'observer les éclipses de Soleil totales, bien qu'au cours de chaque saros on en compte environ 10. Il existe des points où les éclipses solaires totales ne sont visibles qu'une fois tous les 200 ou 300 ans seulement.

L'éclipse solaire totale la plus proche qui sera bien visible en U.R.S.S. aura lieu le 31 juillet 1981. La bande de la phase totale passera par Otchamtchir (Géorgie, côte littorale de la mer Noire), Naltchik, Mozdok, l'estuaire du fleuve Emba, Tourgaï, Souzoun, Léninsk-Kouznetski, la région de la Transbaïkalie et l'île Sakhaline.

Les éclipses totales de Lune les plus proches, visibles en U.R.S.S., auront lieu le 29 novembre 1974 et le 18 novembre 1975.

## CHAPITRE VI

# PROBLÈMES FONDAMENTAUX ET INSTRUMENTS DE L'ASTRONOMIE PRATIQUE ET DE L'ASTROMÉTRIE FONDAMENTALE

### § 84. Problèmes de l'astronomie pratique

L'astronomie pratique est la partie de l'astronomie qui a pour objet l'étude des méthodes d'observation et des instruments utilisés pour résoudre les problèmes posés par les besoins pratiques de l'homme. Parmi ces problèmes les plus importants sont: détermination du temps; détermination des coordonnées géographiques (latitude $\varphi$ et longitude $\lambda$) et des azimuts des objets terrestres.

Il est difficile de trouver un domaine de l'activité humaine où la connaissance du temps n'aurait pas une importance capitale. La connaissance du temps avec telle ou telle précision est nécessaire pour faire face à des problèmes scientifiques, économiques et ceux posés par la vie courante. Pour satisfaire aux besoins pratiques, les stations de radiodiffusion émettent à la fin de chaque heure six signaux horaires. Dans différents pays on transmet chaque jour et presque chaque heure des signaux spéciaux qui donnent l'heure à un dix-millième de seconde près. La transmission des signaux horaires est réalisée par des laboratoires scientifiques qui portent le nom de « Service de l'heure ». Les Services de l'heure sont équipés d'horloges de précision astronomiques, dites garde-temps, qui marquent à l'instant de l'émission l'heure exacte du fuseau horaire correspondant. Dans ce but, les astronomes du Service de l'heure déterminent, s'il est possible, chaque nuit claire l'heure exacte en se guidant par les observations astronomiques directes (cf. § 85) pour régler ensuite l'horloge émettrice des signaux horaires automatiques (horloge parlante).

La connaissance de l'heure exacte est également nécessaire pour déterminer les coordonnés géographiques de la surface terrestre et, en premier lieu, la longitude géographique $L$ (cf. § 24). La connaissance des coordonnées géographiques et des azimuts des objets terrestres est nécessaire pour étudier la forme et les dimensions de la Terre par la méthode de triangulation (cf. § 61). Dans ce domaine l'astronomie pratique est intimement liée à la géodésie et à la gravimétrie, et son intérêt est capital pour l'économie nationale. Les coordonnées des points de triangulation servent de base pour les levées topographiques de diverses échelles nécessaires pour dresser des cartes et des plans des lieux, sans lesquels il serait impossible de développer sur, une base scientifique et rationnelle les forces productives et l'économie du pays.

La variation des latitudes géographiques découverte à la fin du XIX[e] siècle (cf. § 74) impose leur étude et leur observation systématique. Les stations scientifiques spéciales du service des latitudes déterminent régulièrement la latitude géographique des lieux où elles se trouvent.

Enfin, les méthodes astronomiques d'orientation (détermination des coordonnées géographiques et des azimuts des directions), malgré le développement d'autres méthodes et l'existence de divers instruments utilisés à cet effet, restent jusqu'à présent les plus sûres pour la navigation maritime et aérienne. L'intérêt des méthodes d'orientation astronomique est particulièrement grand dans le cas de vols cosmiques.

Dans ce livre aucun besoin n'est de donner un exposé même sommaire de nombreuses méthodes et appareils modernes de l'astronomie pratique. Nous nous bornerons seulement à l'étude des principes qui reposent à la base de toutes ces méthodes et des instruments les plus importants.

### § 85. Détermination du temps et de la longitude géographique $L$

a) Détermination de l'heure exacte. La différence entre l'heure exacte $T$ à un instant quelconque et la lecture de l'horloge $T'$ à cet instant s'appelle *correction de l'horloge* $u$

$$u = T - T', \tag{6.1}$$

d'où

$$T = T' + u. \tag{6.2}$$

Autrement dit, la correction de l'horloge $u$ est une grandeur qu'il faut ajouter à la lecture de l'horloge $T'$ pour obtenir l'heure exacte $T$.

Par conséquent, la détermination de l'heure exacte se ramène à celle de la correction de l'horloge ou du chronomètre.

La correction de l'horloge $u$ peut être positive (lecture de l'horloge $T'$ plus petite que l'heure exacte $T$ ; l'horloge est alors « en retard ») et négative (lecture de l'horloge $T'$ est plus grande que l'heure exacte ; l'horloge est alors « en avance »). La correction de l'horloge $u = 0$, si $T' = T$, c'est-à-dire si l'horloge montre l'heure exacte.

L'imperfection technique des horloges et l'influence du milieu ambiant font que cette correction n'est pas constante. Sa variation en un intervalle de temps défini s'appelle *marche de l'horloge* $\omega$

$$\omega = \frac{u_2 - u_1}{T_2' - T_1'} .$$

La marche de l'horloge est positive si sa correction augmente avec le temps (l'horloge « retarde ») et négative si elle diminue (l'horloge « avance »).

Dans les cas courants, on détermine par des observations astronomiques le temps sidéral local $s$ du méridien du lieu d'après lequel on trouve le temps solaire moyen local $T_m$ qui peut être ensuite exprimé dans n'importe quel système de détermination du temps (cf. § 24). Le temps sidéral $s = \alpha + t$ (cf. § 19). D'après (6.2) on a

$$s = T' + u = \alpha + t,$$

d'où

$$u = \alpha + t - T'. \quad (6.3)$$

Ainsi, pour calculer la correction de l'horloge $u$ (l'heure exacte) il faut mesurer l'angle horaire $t$ d'un astre quelconque à ascension droite $\alpha$ connue et à l'instant de la mesure de l'angle noter la lecture de l'horloge $T'$.

Si la lecture de l'horloge $T'$ est enregistrée à l'instant de la culmination supérieure de l'astre ($t = 0$), la correction sera

$$u = \alpha - T'. \quad (6.4)$$

La détermination de l'heure exacte à partir des observations des étoiles aux moments de leur culmination est la méthode la plus usitée pour résoudre ce problème.

b) Détermination de la longitude géographique $\lambda$. La résolution de ce problème est fondée sur le fait que la différence des heures locales de deux méridiens au même instant $t$ est égale à la différence des longitudes de ces méridiens, exprimée en secondes d'heures (cf. § 24). De nos jours, les longitudes géographiques se comptent à partir du méridien de Greenwich de longitude zéro. Par conséquent, si $T_m$ est le temps local d'un méridien à longitude Est $\lambda$ à partir de Greenwich et T.U. l'heure de Greenwich, il vient

$$\lambda = T_m - \text{T.U.} \quad (6.5)$$

De cette façon, la détermination de la longitude d'un lieu se ramène à la recherche simultanée du temps local du lieu donné et du temps local du méridien origine. Avant l'invention de la radio, ce problème présentait de grandes difficultés. Le plus difficile était de calculer l'heure de Greenwich T.U. Les vieilles méthodes de détermination des longitudes étaient trop approchées (l'heure de Greenwich se déterminait par observation des éclipses de la Lune, des occultations des astres par la Lune, des phénomènes dont le système des satellites gallileens de Jupiter est le siège) et très pénibles (la méthode de « transport des chronomètres »). L'invention du télégraphe a quelque peu facilité cette tâche, mais elle n'a pas supprimé toutes les difficultés.

Dans les méthodes modernes de détermination des longitudes l'heure de Greenwich est fournie par les signaux horaires transmis par radio (cf. § 84). Les signaux radio enregistrés avant et après les

observations astronomiques permettent de calculer la correction de l'horloge $u_0$ par rapport à l'heure de Greenwich pour l'instant pour lequel la correction $u$ propre au méridien du lieu donné a été obtenue par observation. Alors, d'après les relations (6.2) et (6.5), la longitude du lieu est donnée par l'équation

$$\lambda = u - u_0, \tag{6.6}$$

puisque $T_m = T' + u$ et T.U. $= T' + u_0$.

### § 86. Détermination de la latitude géographique $\varphi$ et de la correction de l'horloge $u$

a) Détermination de $\varphi$ et de $u$ d'après la mesure des distances zénithales des astres. Ces deux problèmes sont résolus en appliquant la formule (1.37) du triangle parallactique

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t, \tag{6.7}$$

avec $t = s - \alpha$ ou, en vertu de (6.3),

$$t = T' + u - \alpha. \tag{6.8}$$

Si l'on connaît la distance zénithale $z$ de l'astre ou sa hauteur $h = 90° - z$, et si au cours des mesures l'instant $T'$ est enregistré sur une horloge de temps sidéral, alors que $\alpha$ et $\delta$ de l'astre sont tirées de l'Annuaire astronomique pour l'instant d'observation, les grandeurs de (6.7) à déterminer ne seront que $\varphi$ et $u$. A cet effet, il faut donc disposer d'une autre équation analogue mais indépendante, c'est-à-dire il faut mesurer la distance zénithale au moins d'un astre encore et admettre que pendant l'observation de ces astres $u$ ne change pas. Il est d'usage de procéder ainsi lorsqu'on détermine à la fois la latitude et la correction de l'horloge. Seulement les observations portent non pas sur une mais sur plusieurs étoiles et les équations obtenues se résolvent par la méthode des moindres carrés ou des approximations successives.

Mais si l'on connaît déjà une de ces grandeurs, la deuxième se calcule facilement à partir de (6.7) et (6.8).

Supposons qu'on connaît la latitude géographique $\varphi$ du lieu d'observation. L'équation (6.7) amène

$$\cos t = \frac{\cos z - \sin \varphi \sin \delta}{\cos \varphi \cos \delta},$$

d'où on tire $t$, alors que l'équation (6.8) donne $u = t - T' + \alpha$.

Si l'on connaît la correction de l'horloge $u$, l'équation (6.7) permet de trouver la latitude géographique $\varphi$.

En principe, pour résoudre ces problèmes, on peut mesurer la distance zénithale de tout astre qui se trouve en n'importe quel

point au-dessus de l'horizon. Cependant, pour déterminer la correction de l'horloge $u$, il est plus avantageux de calculer les distances zénithales de ceux des astres qui à l'instant d'observation sont voisins du premier vertical, c'est-à-dire dont l'azimut est proche de 90° ou de 270°. Dans ce cas, les distances zénithales des astres varient le plus vite et l'instant d'observation $T'$ obtenu est le plus exact.

Par contre, pour déterminer la latitude géographique $\varphi$, il est plus avantageux de chercher les distances zénithales des astres reposant dans le voisinage du méridien. La variation de leurs distances zénithales est alors relativement lente et l'erreur éventuelle dans l'enregistrement de l'instant $T'$ influe peu sur le résultat définitif. De ce point de vue il est très avantageux d'observer l'Etoile Polaire parce qu'elle est toujours voisine du méridien et il est commode de l'utiliser en tout temps pour déterminer la latitude du lieu. En outre, sa hauteur au-dessus de l'horizon diffère toujours peu de la latitude du lieu d'observation et peut être prise pour la valeur approchée de cette grandeur à $\pm 1°$ près.

b) *Détermination de $\varphi$ et de $u$ à partir des observations du passage de l'astre au méridien.*

Si l'astre passe à son point culminant, son angle horaire $t$ est nul ou égal à 180° ($12^h$). On a alors d'après la formule (6.7)

1) si l'astre culmine au Sud du zénith
$$\varphi = \delta + z;$$
2) s'il culmine au Nord du zénith
$$\varphi = \delta - z;$$
3) si l'astre est au méridien inférieur
$$\varphi = 180° - \delta - z. \qquad (6.9)$$

L'équation (6.8) donne pour l'instant

$$\left.\begin{array}{l} \text{du passage supérieur } u = \alpha - T'; \\ \text{du passage inférieur } u = \alpha - T' + 12^h. \end{array}\right\} \qquad (6.10)$$

Ainsi, l'une des équations (6.9) permet d'obtenir la latitude du lieu $\varphi$, en mesurant seulement la distance zénithale de l'astre, et les équations (6.10), la correction de l'horloge $u$ en n'enregistrant que l'instant du passage de l'astre au méridien.

c) *Détermination de $\varphi$ et de $u$ à partir des observations des astres à des hauteurs égales (aux mêmes distances zénithales).* Si pour deux astres aux ascensions droites $\alpha_1$ et $\alpha_2$ et aux déclinaisons $\delta_1$ et $\delta_2$ on enregistre les instants $T'_1$ et $T'_2$ de leur passage à l'almucantarat commun, c'est-à-dire lorsqu'ils se trouvent à la même

distance $z$, on obtient en vertu de (6.7) et (6.8) l'égalité

$$\sin\varphi\sin\delta_1+\cos\varphi\cos\delta_1\cos(T'_1+u-\alpha_1)=$$
$$=\sin\varphi\sin\delta_2+\cos\varphi\cos\delta_2\cos(T'_2+u-\alpha_2),\qquad(6.11)$$

où les inconnues sont la latitude géographique $\varphi$ du lieu et la correction de l'horloge $u$.

L'égalité (6.11) est largement utilisée pour déterminer $\varphi$ et $u$ ensemble ou séparément par des méthodes diverses. Le trait essentiel de toutes ces méthodes est qu'il n'est plus besoin de mesurer les distances zénithales des astres et que l'observation se ramène à noter les instants donnés par l'horloge au moment du passage des astres à l'almucantarat quelconque.

## § 87. Détermination simultanée des coordonnées géographiques $\varphi$ et $\lambda$

Le point à la surface terrestre où à l'instant donné un astre se trouve au zénith s'appelle *lieu géographique* de cet astre. La latitude $\varphi$ et la longitude $\lambda$ de ce lieu peuvent s'obtenir si l'on connaît les coordonnées de l'astre $\alpha$ et $\delta$ et le temps sidéral de Greenwich $s_0$ à l'instant du passage de l'astre au zénith. En effet, lorsque l'astre est au zénith, son $z=0$, et donc la latitude du lieu géographique de l'astre $\varphi=\delta$. Mais comme dans ce cas l'astre se trouve également en culmination supérieure son angle horaire $t=0$ et le temps sidéral local au méridien du lieu géographique de l'astre $s=\alpha$. Par conséquent, la longitude du lieu géographique de l'astre $\lambda=\alpha-s_0$. Si l'observateur se trouve au point $O$ de la surface terrestre, qui ne se confond pas avec le lieu géographique $B$ de l'astre $M$ (fig. 64), il voit à l'instant $s_0$ l'astre à la distance zénithale $z$. (Les rayons qui parviennent de l'astre vont vers tous les points de la Terre et on peut les considérer comme parallèles.) Autrement dit, la distance angulaire de l'observateur par rapport au lieu géographique de l'astre est égale à la distance zénithale de ce dernier. Si l'on admet que la Terre est sphérique et que les verticales coïncident avec ses rayons, les points à la surface terrestre pour lesquels l'astre donné se trouve à la distance zénithale $z$ forment un petit cercle $OO'$, de rayon sphérique $BO$ égal à la distance zénithale $z$ de l'astre et de centre en $B$. Ce cercle s'appelle *cercle de hauteur*.

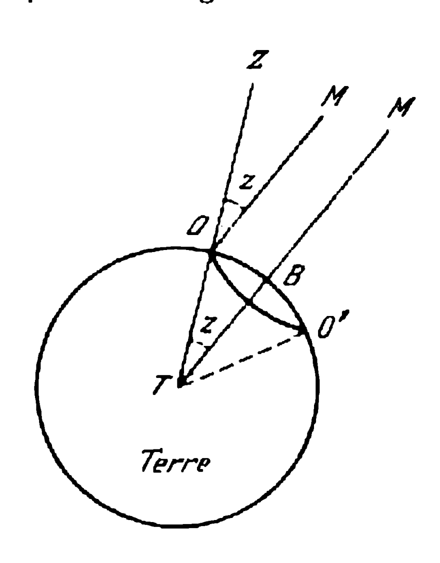



Fig. 64. Lieu géographique d'un astre et cercle de hauteur.

Supposons qu'aux instants $s_{01}$ et $s_{02}$ l'observateur ait mesuré d'après le temps de Greenwich les distances zénithales $z_1$ et $z_2$ des astres $M_1$ et $M_2$ de coordonnées $\alpha_1$, $\delta_1$ et $\alpha_2$, $\delta_2$. L'observateur se trouve quelque part sur le cercle de hauteur décrit par le rayon sphérique $z_1$ de centre en $B_1$ (de l'astre $M_1$) aux coordonnées $\varphi_1 = \delta_1$ et $\lambda_1 = \alpha_1 - s_{01}$ (fig. 65). En même temps l'observateur se trouve sur un autre cercle de hauteur de rayon sphérique $z_2$, de centre en $B_2$ dont les coordonnées sont $\varphi_2 = \delta_2$ et $\lambda_2 = \alpha_2 - s_{02}$. Cela signifie que l'observateur se trouve en l'un des deux points d'intersection de deux cercles de hauteur, et il n'est pas difficile de définir ce point, parce que sur la Terre les rayons des cercles de hauteur sont très grands et les points de leur intersection sont généralement très éloignés l'un de l'autre. Si l'on connaît à peu près le lieu d'observation, on peut toujours choisir le point qui correspond à la réalité.

Fig. 65. Détermination des coordonnées géographiques d'après deux cercles de hauteur.

Ainsi, si l'on trace sur le globe terrestre ces deux cercles de hauteur et si l'on détermine ensuite les coordonnées $\varphi$ et $\lambda$ d'un des points de leur intersection qui correspond à la position de l'observateur, ces $\varphi$ et $\lambda$ seront les coordonnées recherchées de ce dernier.

Ce principe de détermination des coordonnées géographiques d'un lieu d'observation, dont nous ne donnons ici qu'une description sommaire, trouve une large application dans la navigation maritime et aérienne. Les hauteurs de deux astres à différence des azimuts d'environ 90° se mesurent généralement avec un sextant. Le temps sidéral de Greenwich de l'instant d'observation est donné par une horloge d'aviation ou un chronomètre de marine dont les corrections par rapport au méridien de Greenwich se déterminent à partir des signaux horaires radiodiffusés (cf. § 84). Le dépouillement des données d'observations se fait non pas à l'aide d'un globe, mais des cartes géographiques de projection correspondante. Le tracé sur ces cartes prend la forme de *droites de hauteur*, droites établies au lieu de petites parties de cercles. L'intersection de ces lignes sur la carte indique l'emplacement du navire ou de l'avion à l'instant d'observation.

## § 88. Détermination de l'azimut d'un objet terrestre

La détermination de l'azimut de la direction sur un objet terrestre $O$ consiste à chercher l'azimut astronomique $A$ d'un astre $M$ et à mesurer l'angle horizontal $\Delta A$ entre les cercles de hauteur de l'astre et de l'objet terrestre (fig. 66). L'azimut de l'objet terrestre $A_0$

est alors donné par l'équation

$$A_0 = A - \Delta A. \tag{6.12}$$

Le procédé de la mesure de la différence des azimuts de deux objets, c'est-à-dire de l'angle $\Delta A$, est décrit au § 95.

L'azimut astronomique de l'astre $A$ se calcule d'après deux formules. L'une d'elles se déduit de la première formule de (1.36)

$$\cos A = \frac{\sin\varphi\cos z - \sin\delta}{\cos\varphi\sin z};$$

dans ce cas il suffit de mesurer la distance zénithale $z$ de l'astre (la latitude géographique $\varphi$ et la déclinaison $\delta$ de l'astre doivent être connues). Une autre formule est donnée par les formules (1.37) si l'on divise la deuxième de ces dernières par la troisième;

$$\operatorname{tg} A = \frac{\cos\delta\sin t}{-\cos\varphi\sin\delta + \sin\varphi\cos\delta\cos t}.$$

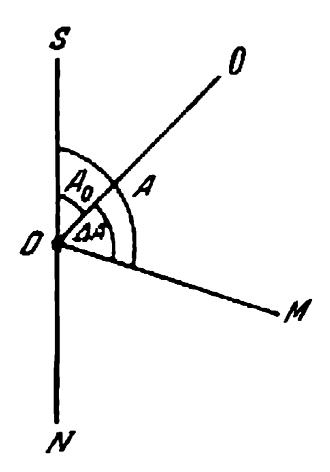


Fig. 66. Détermination de l'azimut d'un objet terrestre.

Pour chercher $A$, il faut noter seulement la lecture d'un chronomètre ou d'une horloge à l'instant d'observation $T'$ de l'astre. La connaissance de la correction de l'horloge $u$ et de l'ascension droite $\alpha$ de l'astre permettent alors de définir d'abord l'angle horaire de l'astre à l'instant d'observation $t = T' + u - \alpha$, puis, d'après la latitude $\varphi$ et la déclinaison $\delta$, l'azimut $A$ de l'astre.

Dans les deux cas on trouve l'azimut $A$ de l'astre, et d'après l'équation (6.12), l'azimut de l'objet terrestre $A_0$.

En connaissant l'azimut de l'objet terrestre d'un lieu donné, on peut à tout instant placer l'instrument dans ce lieu de façon que son tube se trouve dans le plan du méridien céleste.

## § 89. Problème de l'astrométrie fondamentale

L'astrométrie fondamentale est la théorie des systèmes de référence inertiels appliqués en astronomie, c'est-à-dire des systèmes animés d'un mouvement rectiligne et uniforme sans rotation. Les systèmes de ce type ont à leur base un système des coordonnées et des mouvements propres des étoiles, ainsi qu'un système des constantes astronomiques fondamentales qui rendent compte des variations naturelles des coordonnées dans le temps. De là, les deux problèmes essentiels de l'astrométrie fondamentale: 1) détermination des coordonnées et des mouvements propres des étoiles; 2) établissement des valeurs numériques des constantes astronomiques fondamentales.

Les principes d'établissement de certaines constantes, (précession, nutation, aberration, parallaxe solaire) sont rendues évidentes par les descriptions de ces phénomènes données aux paragraphes correspondants. Nous nous bornerons donc dans ce qui suit à étudier le premier problème qui consiste à déterminer les coordonnées et les mouvements propres des étoiles dont la connaissance est impérative pour la recherche des constantes fondamentales.

Le système des coordonnées fondamental est actuellement donné par les ascensions droites et les déclinaisons d'un certain nombre d'étoiles réparties dans la sphère céleste tout entière. Pour l'établir il suffirait en principe de donner les coordonnées et les mouvements propres d'un nombre relativement petit d'étoiles. Mais l'étude des problèmes de l'astronomie pratique, stellaire et d'autres branches de la science des corps célestes impose nécessairement la connaissance des ascensions droites et des déclinaisons d'un nombre le plus grand possible d'étoiles.

Actuellement on les connaît pour des centaines de milliers d'étoiles. Mais pour autant, le problème n'a rien perdu de son actualité et probablement son intérêt sera toujours aussi vif. Il en est ainsi parce que pour la grande majorité des étoiles on ne connaît que des coordonnées approchées et leur mise au point n'est possible que par repérages réitérés. Cette répétition des repérages est également nécessaire pour déterminer leurs mouvements propres (cf. § 91) et préciser les valeurs numériques des constantes astronomiques.

## § 90. Méthodes absolues et relatives de la détermination des coordonnées équatoriales ($\alpha$ et $\delta$)

Les coordonnées équatoriales des astres peuvent être déterminées par la méthode *absolue* ou par la méthode *relative* dite également *différentielle*.

La détermination des coordonnées par la méthode absolue ne s'appuie sur aucune des coordonnées connues à l'avance. La méthode différentielle impose la connaissance des ascensions droites et des déclinaisons de plusieurs dizaines ou centaines d'étoiles dites *repères*.

a) Méthodes absolues. La détermination des déclinaisons stellaires par la méthode absolue est fondée sur les considérations et les formules du § 14. En effet, si l'on mesure la distance zénithale d'une étoile circumpolaire d'abord au moment de sa culmination supérieure ($z_s$) et puis, après 12 heures de temps sidéral, au moment de son passage au méridien inférieur ($z_i$), on a (cf. les formules du § 14)

$$z_s = \delta - \varphi$$

et

$$z_i = 180° - \varphi - \delta,$$

d'où

$$\delta = 90° - \frac{(z_1 - z_8)}{2}$$

et

$$\varphi = 90° - \frac{(z_1 + z_8)}{2} .$$

Ainsi, sans connaître les coordonnées d'autres astres, on obtient la déclinaison $\delta$ de l'étoile donnée et la latitude géographique $\varphi$ du lieu d'observation.

Après avoir plusieurs fois déterminé à partir des observations la latitude du lieu $\varphi$ de quelques étoiles circumpolaires, on calcule sa moyenne arithmétique $\varphi_0$ et on mesure la distance zénithale d'une étoile quelconque au moment de sa culmination. On obtient finalement la déclinaison de l'étoile d'après l'une des formules suivantes $\delta = \varphi_0 - z$, si l'étoile culmine au Sud du zénith; $\delta = \varphi_0 + z$, si elle culmine au Nord du zénith; $\delta = 180° - \varphi_0 - z$, si elle a été observée au méridien inférieur.

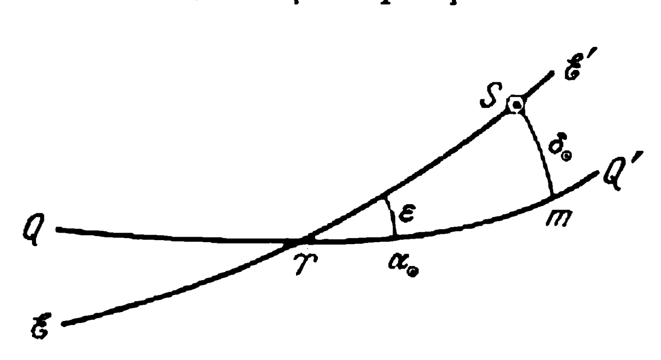



Fig. 67. Détermination de l'ascension droite du Soleil.

La méthode absolue de détermination des ascensions droites est basée sur le fait que l'ascension droite du Soleil $\alpha_\odot$ peut être déterminée par des observations de ce dernier, sans connaître les ascensions droites des autres astres.

En effet, soit sur la figure 67 $QQ'$ l'équateur céleste ; $\mathscr{E}\mathscr{E}'$, l'écliptique ; $\Upsilon$, le point vernal ; $\varepsilon$, l'obliquité de l'équateur céleste sur l'écliptique et $S$, la position du Soleil sur l'écliptique à un instant quelconque. Alors l'arc $Sm$ est la déclinaison $\delta_\odot$ du Soleil, et l'arc $\Upsilon m$, son ascension droite $\alpha_\odot$.

D'après la formule (1.35), on tire du triangle rectangle $Sm\Upsilon$

$$\sin \alpha_\odot = \frac{\operatorname{tg} \delta_\odot}{\operatorname{tg} \varepsilon} . \qquad (6.13)$$

Par conséquent, si l'on connaît la déclinaison du Soleil $\delta_\odot$ à un instant quelconque et l'angle $\varepsilon$, la formule (6.13) permet de calculer pour le même instant l'ascension droite du Soleil.

En mesurant la distance zénithale $z_\odot$ du Soleil au moment de son passage au méridien supérieur, c'est-à-dire à midi vrai, nous pouvons connaître pour chaque jour d'observation sa déclinaison $\delta_\odot$.

La déclinaison du Soleil varie de jour en jour (cf. § 16). D'après les observations réalisées dans le voisinage des jours des solstices d'été et d'hiver, on peut déterminer ses valeurs extrémales, dont la grandeur absolue sera précisément égale à l'angle d'obliquité $\varepsilon$ de l'écliptique sur l'équateur. La valeur obtenue de $\varepsilon$ permet de calculer d'après la formule (6.13) $\alpha_{\odot}$ pour midi vrai de chaque jour d'observation. De plus, si en mesurant la distance zénithale on note sur l'horloge l'instant $T'_{\odot}$ du passage du Soleil au méridien, l'équation

$$s = \alpha_{\odot} = T'_{\odot} + u \qquad (6.14)$$

donnera également la correction de l'horloge $u$ pour chaque jour d'observation et la marche de l'horloge $\omega$ (cf. § 85).

Ainsi, la méthode absolue de détermination des ascensions droites se ramène à ceci. On choisit quelques étoiles (30 à 40, par exemple) disposées plus ou moins régulièrement le long de l'écliptique et de l'équateur céleste, assez brillantes pour qu'on puisse les voir le jour également, avant et après l'observation du Soleil. Les étoiles de ce type s'appellent *étoiles horaires* ou *fondamentales*.

En observant les étoiles horaires, on note les instants de leur passage au méridien $T'_1$, $T'_2$, . . ., $T'_n$. Lors de l'observation du Soleil on note l'instant de son passage au méridien $T'_{\odot}$ et on mesure sa distance zénithale $z_{\odot}$. D'après cette distance zénithale on calcule la déclinaison du Soleil $\delta_{\odot}$ et son ascension droite $\alpha_{\odot}$ pour chaque jour d'observation aux instants de sa culmination supérieure. D'après l'équation (6.14), on calcule les corrections de l'horloge pour les instants d'observation du Soleil et d'après ces corrections, la marche de l'horloge.

Ensuite pour chaque jour d'observation du Soleil et des étoiles horaires on compose les équations

$$\left.\begin{array}{l} \alpha_{\odot} = T'_{\odot} + u, \\ \alpha_1 = T'_1 + u_1, \\ \alpha_2 = T'_2 + u_2, \\ \dots\dots\dots \\ \alpha_n = T'_n + u_n. \end{array}\right\} \qquad (6.15)$$

Dans la première de ces équations, toutes les grandeurs sont connues, dans les autres, on ne connaît que les instants de passage des étoiles au méridien $T'_i$. Pour le moment, les ascensions droites des étoiles horaires $\alpha_i$ et les corrections de l'horloge $u_i$ sont encore inconnues. Mais les corrections de l'horloge $u_i$ pour l'instant de passage au méridien de chaque étoile horaire s'obtiennent facilement à l'aide de la correction $u$ et de la marche $\omega$ connues et notamment

$$u_i = u + \omega\,(T'_i - T'_{\odot}).$$

Les équations (6.15) deviennent alors

$$\begin{aligned}
\alpha_{\odot} &= T'_{\odot} + u,\\
\alpha_1 &= T'_1 + u + \omega (T'_1 - T'_{\odot}),\\
\alpha_2 &= T'_2 + u + \omega (T'_2 - T'_{\odot}),\\
&\dots\dots\dots\dots\\
\alpha_n &= T'_n + u + \omega (T'_n - T'_{\odot}).
\end{aligned}$$

Ce sont précisément les équations de la méthode absolue qui s'emploient pour déterminer les ascensions droites du Soleil et des étoiles horaires. Le mieux est de procéder à ces déterminations d'après les observations réalisées aux moments où la valeur absolue de la déclinaison du Soleil est petite, c'est-à-dire près des jours des équinoxes de printemps ou d'automne. Les ascensions droites ainsi obtenues sont plus précises.

Dans la méthode absolue de la détermination des ascensions droites, les observations du Soleil sont nécessaires pour fixer dans le ciel la position du point vernal par rapport aux étoiles concernées. A cet effet, au lieu du Soleil on peut observer une planète quelconque du Système solaire, si les éléments de son orbite sont connus avec une précision suffisante. Les observations des planètes sont plus précises que celles du Soleil. Les petites planètes présentent sous ce rapport un avantage particulier. Les conditions de leur observation ne se distinguent en rien, pratiquement, des conditions d'observation des étoiles ; les résultats obtenus sont donc exempts d'erreurs spécifiques inhérentes aux observations des grandes planètes et du Soleil.

b) Méthodes relatives ou différentielles. Les déterminations relatives des coordonnées d'une étoile se ramènent à la mesure des différences des coordonnées $\Delta\alpha$ et $\Delta\delta$ des étoiles à déterminer et des étoiles repères.

Les observations des étoiles au méridien donnent pour chaque étoile repère et pour chaque étoile à déterminer les instants de passage au méridien $T$ et $T_i$ et les distances zénithales $z$ et $z_i$.

Comme les observations s'effectuent au méridien, la différence des instants de passage des étoiles repère ($T$) et à déterminer ($T_i$), compte tenu de la marche de l'horloge, est une différence de leurs ascensions droites, c'est-à-dire

$$T - T_i = \alpha - \alpha_i = \Delta\alpha_i,$$

alors que la différence des distances zénithales est celle des déclinaisons de ces étoiles, c'est-à-dire

$$z - z_i = \delta_i - \delta = \Delta\delta_i \text{ (passage au Sud du zénith)},$$

$$z - z_i = \delta - \delta_i = \Delta\delta_i \text{ (passage au Nord du zénith)}.$$

Ces relations permettent d'obtenir aisément les coordonnées recherchées $\alpha_i$ et $\delta_i$ de l'étoile à déterminer, puisque les $\alpha$ et $\delta$ de l'étoile repère sont connues.

Nous avons exposé ici seulement les principes de la détermination des coordonnées équatoriales, tâche dont la réalisation pratique présente des difficultés bien plus grandes.

## § 91. Mouvements propres des étoiles

En comparant les coordonnées équatoriales des mêmes étoiles déterminées à grands intervalles de temps, on découvre qu'avec le temps leurs ascensions droites et leurs déclinaisons changent. La majorité de ces variations sont dues aux nutation, précession, aberration et, dans une moindre mesure, à la parallaxe annuelle (cf. §§ 63, 69, 73). Si on élimine l'influence de ces phénomènes, les variations diminuent mais ne disparaissent pas. Le déplacement résiduel d'un astre en un an dans la sphère céleste s'appelle *mouvement propre* $\mu$. Il s'exprime en secondes d'arc par an.

Les mouvements propres des étoiles varient en grandeur et en direction. Il y a quelques dizaines d'étoiles seulement dont le mouvement propre est supérieur à 1″ par an. Le plus grand mouvement propre connu est celui de l'étoile « projectile » de Barnard: $\mu =$ $= 10'',27$. Mais dans la grande majorité des cas les mouvements propres ne dépassent pas des centièmes et des millièmes de seconde d'arc par an.

Ces mouvements sont si faibles que le changement des positions apparentes des étoiles est imperceptible à l'œil nu. C'est ce qui a conditionné l'apparition en son temps du terme « étoiles fixes ». Toutefois, pendant de grands intervalles de temps, les figures que forment les constellations changent d'une façon très sensible. Par exemple, la figure 68 représente la disposition réciproque de sept étoiles brillantes de la Grande Ourse de nos jours (*b*), il y a 50 000 ans (*a*) et dans 50 000 ans (*c*).

Chaque étoile se déplace suivant un arc de grand cercle et avec une vitesse constante. De petits écarts périodiques par rapport à cet arc ne sont enregistrés que dans le mouvement propre de quelques étoiles peu nombreuses.

Par suite du mouvement propre $\mu$ d'une étoile sur le grand cercle $SS_1$ (fig. 69) son ascension droite varie de la grandeur $\mu_\alpha$, appelée mouvement propre en ascension droite, et sa déclinaison, de la grandeur $\mu_\delta$, appelée mouvement propre en déclinaison. $\mu_\alpha$ et $\mu_\delta$ exprimés en secondes d'arc s'obtiennent immédiatement par comparaison des coordonnées de l'étoile. Mais si $\mu$ est exprimé en secondes d'heure (symbole $\mu^s_\alpha$), $\mu_\alpha = 15\mu^s_\alpha \cos\delta$. Quant au mouvement propre $\mu$

de l'étoile, il se calcule d'après la formule

$$\mu = \sqrt{\mu_\delta^2 + \mu_\alpha^2}\ .$$

Cette formule se déduit sans peine si l'arc de la parallèle diurne de l'étoile $\mu_\alpha \cos \delta$, l'arc du cercle de déclinaison de l'étoile $\mu_\delta$

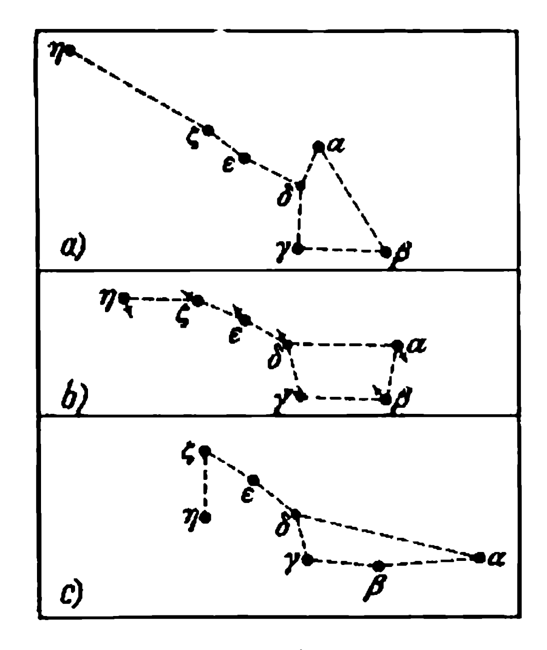



Fig. 68. Changement de l'aspect de la Grande Ourse en 100 000 ans.

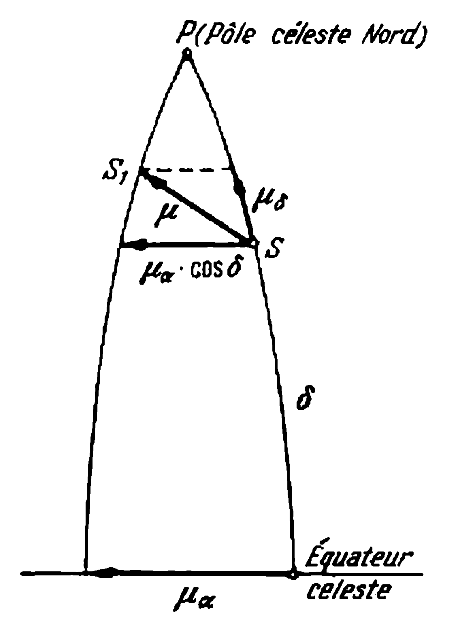



Fig. 69. Composantes du mouvement propre d'une étoile.

et l'arc du mouvement propre de l'étoile $\mu$ représentés sur la figure 69 sont considérés comme des lignes droites par suite du mouvement propre très petit.

## § 92. Astrométrie photographique

L'étude de la structure et de l'évolution de l'Univers, celle de la Galaxie en premier lieu, implique la connaissance des positions (coordonnées, distances) et des mouvements du plus grand nombre possible (de tous, si c'était possible) d'objets qui en font partie.

Les méthodes visuelles de l'astrométrie permettent de déterminer les coordonnées et les mouvements propres seulement des objets relativement brillants, et les distances des objets relativement proches (cf. § 65). Jusqu'au milieu du XIXe siècle il était pratiquement impossible d'obtenir ces caractéristiques pour les objets faibles et éloignés. L'application de la photographie en astronomie a impulsé l'essor des méthodes photographiques dans tous ses domaines, y compris dans l'astrométrie.

La photométrie présente pour l'astrométrie cet avantage 1) qu'elle rend accessibles à l'observation les objets plus faibles que ceux

visibles à l'œil nu ; 2) que sur le même cliché astronomique on obtient simultanément l'image d'un grand nombre (plusieurs milliers même) d'étoiles et d'autres objets célestes, parmi lesquels les nébuleuses extragalactiques sont d'un intérêt tout particulier ; 3) qu'une plaque photographique enregistre la disposition relative des objets célestes d'une région du ciel à un instant défini, ce qui permet de conserver cette image pour les recherches à venir.

Les méthodes d'observations photographiques s'emploient en astrométrie surtout pour définir les coordonnées relatives, les mouvements propres et les parallaxes relatifs des astres.

Pour déterminer les coordonnées équatoriales relatives, la photographie des secteurs isolés du ciel se fait de façon que les clichés chevauchent l'un l'autre, en rendant possible la détermination des coordonnées du même objet d'après deux clichés différents. D'autre part, chaque plaque doit compter 15 ou 25 étoiles repères, c'est-à-dire des étoiles dont les ascensions droites et les déclinaisons sont connues. Alors, en mesurant à l'aide des appareils très précis les distances mutuelles des étoiles repères et des objets à déterminer, on trouve d'abord les coordonnées de ces derniers dans un système de référence arbitraire (orthogonal, le plus souvent), puis on calcule les coordonnées sphériques des objets (ascension droite $\alpha$ et déclinaison $\delta$) à partir de $\alpha$ et $\delta$ connues des étoiles repères.

Quant à la détermination des mouvements propres, il faut avoir à sa disposition au moins deux négatifs du même secteur du ciel photographié avec un écart de temps suffisamment grand (20 à 30 ans). Les conditions d'exécution du deuxième négatif doivent être à peu près les mêmes que celles de la première prise de vue. Des appareils spéciaux permettent de mesurer la différence entre les coordonnées orthogonales des images d'un même objet sur les deux plaques, d'après lesquelles on peut ensuite calculer les mouvements propres dans le système des mouvements propres adoptés des étoiles repères.

Les parallaxes relatives s'obtiennent au moyen de trois négatifs du même secteur du ciel réalisés avec des intervalles de six mois. Les variations dans la disposition relative des astres enregistrées sur les trois plaques permettent de déterminer les parallaxes des étoiles plus proches par rapport aux étoiles plus éloignées. La parallaxe relative obtenue est certes plus petite que la parallaxe réelle absolue, parce qu'en fait elle résulte de la différence des parallaxes des étoiles proche et éloignée. Malgré cela, actuellement les parallaxes sont déterminées seulement par la méthode photométrique. La pratique montre qu'il est beaucoup plus facile d'enregistrer les variations de la disposition relative des étoiles que de déceler celles de leurs coordonnées absolues.

Les photographies nécessaires à l'exploration astrométrique s'obtiennent à l'aide des télescopes dits *astrographes* (cf. § 110).

## § 93. Catalogues astronomiques et cartes d'étoiles

Les coordonnées équatoriales des astres déduites directement des observations et corrigées en fonction de la réfraction (cf. § 30), se nomment *coordonnées apparentes*. Si l'on élimine de ces coordonnées l'influence de l'aberration (cf. § 69), on obtient les coordonnées *vraies*. Enfin, si l'on élimine des coordonnées vraies l'influence de la nutation (cf. § 72), on obtient les coordonnées équatoriales *moyennes* de l'astre à l'instant d'observation. Les coordonnées équatoriales moyennes peuvent se calculer également pour tout autre instant si l'on tient compte de la précession (cf. § 72).

Les coordonnées équatoriales moyennes des étoiles rapportées au début d'une année quelconque, sont portées sur des listes appelées *catalogues des positions d'étoiles* ou *catalogues d'étoiles*. Le début de l'année pour lequel on donne les coordonnées moyennes est dit *époque* d'un catalogue. Les catalogues des positions peuvent être *absolus* (obtenus à partir des observations absolues) ou *relatifs* (obtenus par la méthode différentielle). Dans les catalogues absolus et relatifs, en plus des coordonnées équatoriales, il est de rigueur d'indiquer la date moyenne des observations de chaque étoile (*époque d'observation*).

Sur la base des catalogues absolus et relatifs, obtenus à des époques différentes, on compose les *catalogues fondamentaux* des positions d'étoiles. Dans ces catalogues, en plus des coordonnées équatoriales, on donne pour chaque étoile le mouvement propre $\mu_\alpha$, $\mu_\delta$ et d'autres caractéristiques, ainsi que les valeurs de la précession. Les catalogues fondamentaux constituent précisément le système de référence fondamental en astronomie.

Parmi les catalogues fondamentaux le plus complet est le « General Catalogue » de B. Boss (abréviation: GC), publié en 1937 et qui contient les positions et les mouvements propres de 33 342 étoiles. Les coordonnées et les mouvements propres les plus précis de 1 532 étoiles sont donnés par le Fourth Fundamental Catalogue (abréviation : FK4). Toutes les données des annuaires astronomiques se calculent sur la base de ce catalogue.

En plus des catalogues précis des positions il existe des catalogues dérivés, secondaires, qui contiennent les valeurs approchées des coordonnées stellaires. Ils sont prévus surtout pour rendre plus facile l'identification des étoiles lors de l'observation du ciel stellaire et de l'exploration des clichés photographiques. Parfois les catalogues de ce type sont publiés sous la forme de cartes du ciel. Le catalogue dérivé le plus connu est le « Bonner Durchmusterung » (abréviation: BD) composé en 1859-1887 et contenant les coordonnées d'environ 324 000 étoiles allant jusqu'à la dixième ou onzième magnitude et dont les déclinaisons s'échelonnent de $+90°$ à $-23°$. Le catalogue BD est suivi pour l'hémisphère céleste Sud des catalo-

gues « Cape Photographic Durchmusterung » (abréviation: CPD) et « Cordoba Durchmusterung » (abréviation: CoD).

En plus des catalogues d'étoiles, il existe des catalogues d'autres objets célestes. Ainsi, le catalogue Messier (1784) renseigne sur 108 nébuleuses et amas stellaires. Le « New General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars » (abréviation: NGC) composé par Dreyer et publié en 1888, contient les renseignements sur 7 840 objets, et ses deux suppléments (IC et IC II), sur 5 386 objets. Il existe également des catalogues qui renseignent sur les parallaxes, les vitesses radiales, les magnitudes des étoiles et sur leurs caractéristiques spectrales.

## § 94. Instruments de mesures angulaires. Lunette astronomique

Nous avons vu que pour résoudre les problèmes astronomiques il faut mesurer pendant les observations les angles dans les plans horizontal et vertical, et noter l'heure.

Pour mesurer les angles, on utilise les instruments de conception différente. Les instruments astronomiques modernes sont des appareils de précision complexes. Nul besoin n'est de s'attarder ici sur les détails techniques et d'étudier les divers types de constructions. Nous allons donc nous borner dans ce qui suit à la description des plus importants d'entre eux et à l'étude des principes de leur fonctionnement.

Les parties essentielles d'un instrument de mesures angulaires sont les cercles gradués avec précision et la lunette astronomique.

La lunette astronomique se compose essentiellement d'un tube et de deux lentilles biconvexes convergentes fixées à ses extrémités. La lentille placée en regard de l'objet d'observation s'appelle *objectif*; la deuxième, dans laquelle regarde l'observateur, est l'*oculaire* [1]). La ligne joignant les centres de l'objectif et de l'oculaire est l'*axe optique* du tube.

L'objectif sert pour obtenir l'image des astres. L'optique enseigne que les images des objets éloignés données par les lentilles convexes sont réelles, réduites et renversées, et comme les distances jusqu'aux astres sont très grandes, leurs images reposent toujours dans le plan focal de l'objectif, qui passe par le foyer de ce dernier et qui est perpendiculaire à l'axe optique. L'image des objets est examinée dans l'oculaire qui n'est rien d'autre qu'un verre grossissant (loupe). Pour rendre l'image plus nette il faut faire coïncider les foyers de l'objectif et de l'oculaire.

---

[1]) Pour compenser les défauts optiques des lentilles, l'objectif et l'oculaire sont constitués par deux ou trois lentilles.

Le grossissement $n$ du tube est calculé d'après les distances focales $F$ de l'objectif et $f$ de l'oculaire

$$n=\frac{F}{f}.$$

Les distances focales des objectifs utilisés dans les lunettes astronomiques varient généralement de quelques décimètres à deux dizaines de mètres, et sont parfois même plus grandes; les distances focales des oculaires s'échelonnent de 0,5 à 6 cm.

Les grandes lunettes astronomiques des instruments de mesures angulaires sont toujours munies de plusieurs oculaires à distance focale différente, ce qui assure des grossissements de 100 à 300 fois.

La lunette astronomique des instruments de mesures angulaires doit toujours être munie d'un réticule à réseau rectangulaire de fils d'araignée, placé dans le plan focal de l'objectif. La ligne qui joint le centre de l'objectif à la croisée des fils du réticule s'appelle *axe optique* Si l'image d'un point de l'astre coïncide avec la croisée des fils, la ligne de visée est donc la ligne suivant laquelle le rayon de lumière parvient de ce point vers l'observateur.

Outre cette propriété importante de donner la direction dans l'espace, la lunette astronomique augmente la quantité de lumière qui parvient à l'observateur en rendant ainsi possible l'observation des étoiles invisibles à l'œil nu. En effet, le diamètre de l'objectif étant toujours beaucoup plus grand que celui de la pupille de l'œil, l'œil reçoit de chaque point lumineux beaucoup plus de lumière que sans lunette.

## § 95. Théodolite

L'un des instruments essentiels des mesures angulaires qui permet de mesurer les coordonnées horizontales d'un astre quel que soit le lieu de la surface terrestre, est le *théodolite* (fig. 70) constitué d'une petite lunette astronomique qui tourne autour de deux axes réciproquement perpendiculaires, *vertical* et *horizontal*. L'établissement des axes dans le plan de l'horizon astronomique et dans le plan vertical se fait à l'aide des niveaux et des vis de réglage.

Les angles de rotation de la lunette sur les deux axes se lisent sur deux *cercles* ou *limbes gradués*, vertical et horizontal. Le cercle vertical, lié à l'axe horizontal, donne la lecture des angles dans le plan vertical; le cercle horizontal, lié à l'axe vertical, donne la lecture des angles dans le plan horizontal.

Les cercles sont divisés en degrés et chaque degré est encore divisé en 2, 3, 6 ou 12 parties, c'est-à-dire chaque trait voisin vaut 30′, 20′, 10′ ou 5′. Il est d'usage de chiffrer tous les 10 ou 5 degrés.

La lecture des graduations entières de chaque cercle est donnée par un cercle concentrique ou une partie de ce cercle, porteur du trait zéro (index).

La lecture des divisions de la graduation s'effectue à l'aide d'un *vernier* qui indique la valeur des angles à 30″, 20″, 10″ ou 5″ près en fonction de la construction du vernier.

Toutes les lectures se font à l'aide d'une loupe, ou, mieux encore, d'un microscope, étant donné que les traits des cercles sont très petits.

Si le centrage du cercle gradué sur l'axe de rotation n'est pas précis, la lecture d'un seul vernier sera incorrecte. Cette erreur de lecture est dite *erreur d'excentricité*. Pour l'éliminer, on effectue deux lectures en deux points opposés du cercle et on prend la moyenne arithmétique. Pour cette raison tous les instruments de mesures angulaires comportent deux verniers pour chacun des limbes.

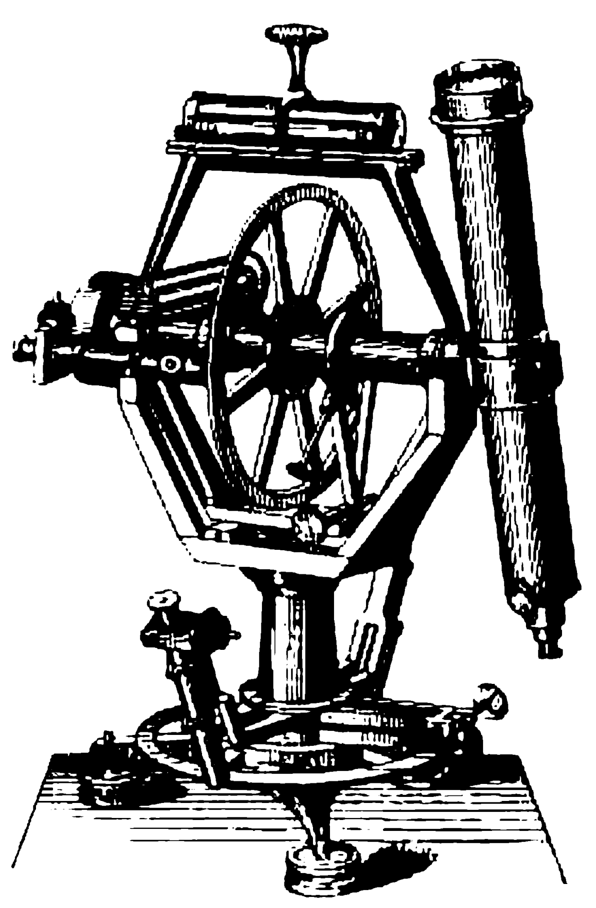


Fig. 70. Théodolite.

Dans un instrument parfait les axes horizontal et vertical doivent être réciproquement perpendiculaires, l'axe optique perpendiculaire à l'axe horizontal et les axes de rotation doivent passer exactement par les centres des cercles gradués. Mais les instruments parfaits n'existent pas. L'une des tâches principales de l'astronomie pratique consiste donc à étudier toutes les erreurs des instruments et à établir les méthodes permettant de les éliminer des résultats d'observation ou d'apprécier leur influence sur les grandeurs mesurées. Dans ce qui suit nous supposerons que les instruments sont exacts, c'est-à-dire que nous avons tenu compte de leurs erreurs.

Les dimensions des théodolites sont relativement petites. Les diamètres de leurs cercles gradués s'échelonnent de 10 à 30 cm, et les distances focales de leurs lunettes, de 10 à 50 cm.

Dans certains théodolites le cercle vertical est gradué avec une plus grande précision que le cercle horizontal. Les instruments dans lesquels le cercle horizontal est plus précis que le cercle vertical s'emploient essentiellement en géodésie pour mesurer les angles horizontaux.

Le théodolite est un instrument portatif et on l'emploie dans toutes sortes d'expéditions pour déterminer les coordonnées géographiques du lieu d'observation ($\lambda$ et $\varphi$) et les azimuts des objets terrestres.

Si un théodolite est précis et s'il est calé au moyen des niveaux de façon que son axe horizontal se trouve dans le plan de l'horizon astronomique, alors en tournant la lunette sur cet axe on fait tourner l'axe optique de la lunette dans le plan vertical.

Cercle à droite Cercle à gauche

Fig. 71. Schéma de détermination du zénith.

Désignons par $Z_0$ la lecture du cercle vertical lorsque la lunette est pointée sur le zénith. Cette lecture s'appelle *point zénithal* de l'instrument. Pour déterminer le point zénithal, il faut pointer la lunette, le cercle vertical se trouvant à sa droite ou à sa gauche, sur un objet éloigné fixe se trouvant au-dessus de l'horizon. Après avoir noté la lecture du cercle vertical CD (ou CG) [1]), il faut tourner la lunette sur l'axe vertical à 180°, puis la tourner sur l'axe horizontal et viser de nouveau le même objet en effectuant la lecture du cercle vertical CG (ou CD).

On voit aisément (fig. 71) que la différence des lectures CD — CG (ou CG — CD), suivant le sens de la chiffraison du cercle, est égale à la double distance zénithale de l'objet, c'est-à-dire à $2z$. Il vient

$$z = \pm \frac{\mathrm{CD} - \mathrm{CG}}{2}, \tag{6.16}$$

et le point zénithal du cercle

$$Z_0 = \frac{\mathrm{CD} + \mathrm{CG}}{2}. \tag{6.17}$$

Ces deux formules entraînent

$$z = \pm (Z_0 - \mathrm{CG}) \tag{6.18}$$

ou

$$z = \pm (\mathrm{CD} - Z_0). \tag{6.19}$$

La formule (6.16) est inutilisable pour l'observation des astres dont les distances zénithales changent sans cesse, parce que les lectures CD et CG se font à des moments différents. Les distances zénithales des astres se calculent d'après les formules (6.18) ou (6.19) si $Z_0$ est défini à l'avance d'après un objet terrestre.

En tournant le cercle vertical sur l'axe on peut l'amener en une position où $Z_0$ sera voisin du trait zéro ; la lecture du cercle donnera

[1]) « Cercle à droite » ou « cercle à gauche ».

alors immédiatement la distance zénithale de tout objet. Mais il est impossible de le faire à 1″ près et lorsque les mesures doivent être précises, pour obtenir les distances zénithales on applique la méthode décrite ci-dessus en définissant au préalable la valeur exacte du point zénithal $Z_0$.

En pointant la lunette vers un objet quelconque, la lecture du cercle horizontal donne la position du cercle de hauteur de cet objet. Après avoir visé le deuxième objet, la lecture du cercle horizontal donne la position du cercle de hauteur de ce deuxième objet. La différence de deux lectures du cercle horizontal est égale à la différence des azimuts de ces deux objets. Pour déterminer l'azimut d'un objet, il faut connaître la lecture du cercle horizontal, la lunette reposant dans le plan du méridien céleste (cf. § 88).

## § 96. Sextant

Pour les observations dans la mer (à partir du pont d'un navire) ou dans l'air (à bord d'un avion) on emploie un instrument portatif dit *sextant*. Il n'impose pas de fixation solide et lors des observations

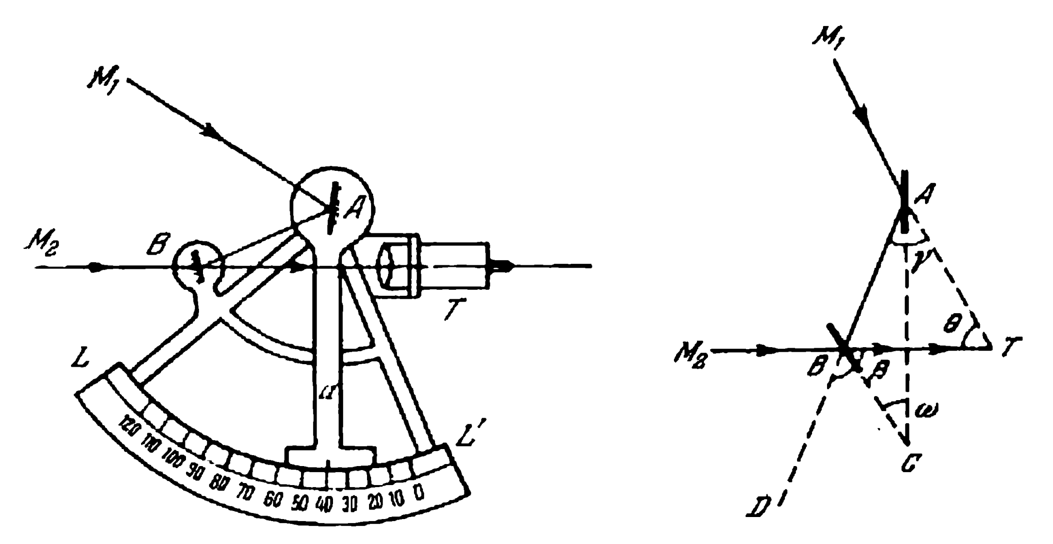



Fig. 72. Schéma d'un sextant.

Fig. 73. Marche des rayons dans un sextant.

on le tient dans les mains. Il a cette particularité que l'angle est mesuré non pas en pointant successivement l'instrument sur les deux objets concernés mais en faisant coïncider simultanément leurs images dans le champ de la lunette.

Un sextant (fig. 72) se compose d'un cadre métallique à limbe gradué $LL'$ formé d'une partie de cercle légèrement supérieure à 60° ; d'une alidade $a$ qui tourne sur l'axe passant par le centre du limbe et qui lui est perpendiculaire ; d'un miroir mobile $A$ fixé à l'alidade, perpendiculaire au plan du limbe ; d'une lunette $T$ solidarisée au

cadran ; d'un miroir fixe $B$ perpendiculaire au plan du limbe, placé sur le cadre dans le prolongement de l'axe optique de la lunette $T$. Le miroir fixe $B$ est argenté seulement à la mi-hauteur ; sa partie supérieure est transparente. Le miroir $B$ et la lunette $T$ sont orientés sur le cadre de façon à diriger suivant l'axe de la lunette le rayon venu du centre du miroir mobile $A$ et réfléchi par le miroir $B$.

Voici le principe de fonctionnement de l'instrument (fig. 73). Le rayon issu de l'objet $M_1$, après une réflexion double par les miroirs $A$ et $B$, se dirige suivant $BT$ vers l'œil de l'observateur. Cette direction fait avec la direction initiale du rayon $M_1$ un angle $\theta$. Le rayon venant de l'objet $M_2$, après avoir passé par la partie transparente du miroir $B$, parvient à l'œil de l'observateur suivant la même direction $BT$. Il en résulte que l'angle entre les rayons $M_1$ et $M_2$ est aussi égal à l'angle $\theta$. Or, ce dernier est deux fois plus grand que l'angle $\omega$ entre les miroirs $A$ et $B$, puisque

$$\theta = \beta - \gamma = 2\left(\frac{\beta}{2} - \frac{\gamma}{2}\right) = 2\omega.$$

Ainsi, lorsque les images de deux objets coïncident dans le champ de la lunette, l'angle $\theta$ entre ces deux objets est égal au double de l'angle $\omega$ entre les miroirs qui peut être lu sur le limbe du sextant. La chiffraison du limbe est conçue de façon à éliminer l'opération de duplication en donnant directement la valeur double de l'angle $\omega$, c'est-à-dire directement l'angle $\theta$ entre les objets. Ainsi, les traits consécutifs s'échelonnant de 1° en 1° sont chiffrés 0°, 2°, 4°, 6°, etc., jusqu'à 120°, le cadran lui-même valant 60°.

Pour mesurer la hauteur d'un astre du pont d'un navire, l'observateur tient le sextant dans le plan vertical de façon à voir à travers la partie transparente du miroir fixe au milieu du champ de la lunette la ligne de l'horizon apparent. En tournant l'alidade a, porteuse du miroir mobile, on amène dans le champ l'image de l'astre qu'on fait ensuite coïncider avec la ligne de l'horizon apparent et on note l'heure, après quoi on effectue la lecture du limbe. Cette lecture donne la hauteur de l'astre au-dessus de l'horizon apparent. Pour obtenir la hauteur de l'astre par rapport à l'horizon astronomique, rationnel, il faut prendre en considération ce qu'on appelle la dépression de l'horizon.

Dans le sextant d'aviation le rôle de l'horizon apparent est assumé par un niveau incorporé dans l'instrument. Lors des observations on fait coïncider l'image de l'astre avec l'image de la bulle du niveau.

Les observations réalisées au moyen d'un sextant sont moins précises que celles effectuées avec un théodolite, mais, en revanche, elles rendent possible la détermination rapide et simple des coordonnées géographiques avec une précision suffisante pour la pratique.

Il existe des sextants spéciaux pour guider les vaisseaux cosmiques avec des cosmonautes à leur bord.

## § 97. Cercle méridien

Le *cercle méridien* (fig. 74) se compose d'une lunette astronomique $AB$ mobile autour de l'axe horizontal $EW$. Ce dernier repose sur des coussinets en V fixes placés sur deux piliers robustes de briques ou de pierres portés par une fondation massive. L'axe horizontal du cercle méridien doit être orienté exactement de l'Est à l'Ouest. La lunette repose alors et tourne exactement dans le plan du méridien céleste.

L'axe horizontal $EW$ porte solidaire le cercle $CD$ (ou deux cercles) qui tourne avec la lunette $AB$. Le cercle est gradué avec une grande

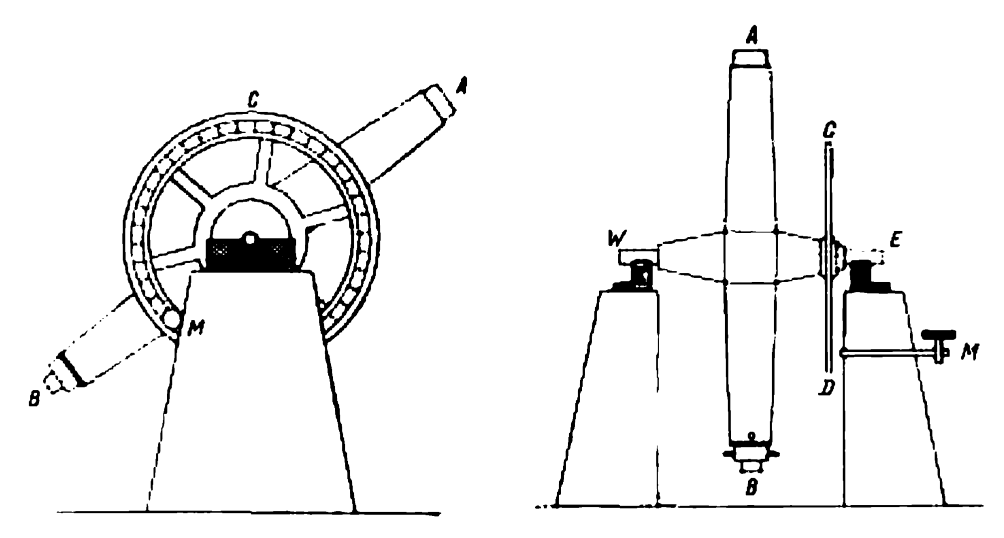



Fig. 74. Schéma d'un cercle méridien

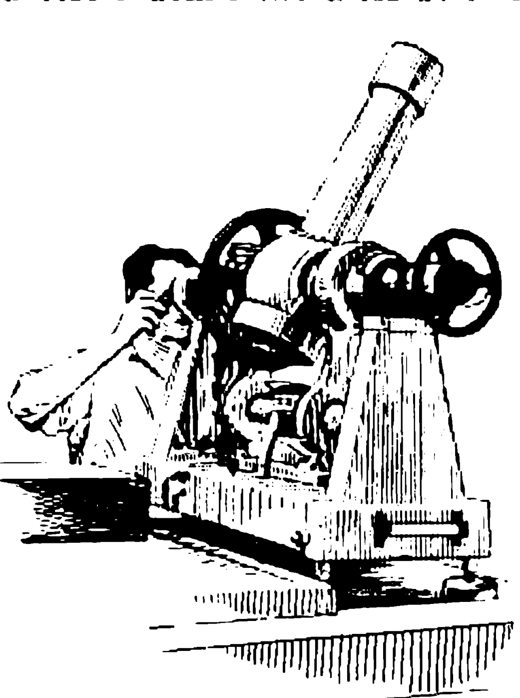
précision de 2′ en 2′ ou de 4′ en 4′. Les lectures du cercle se font suivant l'index $M$ fixé au pilier. La précision de lecture est améliorée par l'utilisation d'un microscope muni d'un micromètre placé près de l'index fixe. Le microscope micrométrique permet de mesurer la distance entre l'index et le trait du cercle le plus proche, c'est-à-dire assure la lecture du cercle à 0″, 1 près. Pour des mesures précises, on monte deux ou quatres microscopes micrométriques en les plaçant aux extrémités d'un ou de deux diamètres du cercle. Lorsque la lunette du cercle méridien est braquée au zénith, l'un des index doit indiquer exactement le trait zéro du cercle. Dans ce cas cet index, la lunette étant pointée sur un astre quelconque, donnera immédiatement la distance zénithale de cet astre ou le supplément de cette distance jusqu'à 360°, suivant le sens de la chiffraison du cercle.

Si l'index coïncide avec le trait zéro du cercle et la lunette est pointée vers le point supérieur de l'équateur céleste, la lecture de cet index, la lunette étant visée vers un astre, donnera immédiatement la déclinaison de l'astre ou son supplément jusqu'à 360°.

La première et la deuxième positions du cercle et de l'index s'obtiennent par la rotation du cercle sur l'axe horizontal. Mais si pour une raison quelconque cela est impossible, on détermine par des observations spéciales soit le point zénithal $Z_0$ du cercle, soit le lieu de l'équateur $Q_0$, et puis on obtient la distance zénithale de l'astre (ou sa déclinaison) d'après les formules analogues aux formules établies pour le théodolite.

Les cercles méridiens se font de dimensions différentes. Les diamètres des cercles gradués varient de 0,5 à 1 m, la longueur de la lunette, de 1,5 à 3 m, et le diamètre de son objectif, de 10 à 20 cm. Ces instruments s'emploient surtout pour déterminer les coordonnées équatoriales des astres ($\alpha$ et $\delta$).

Puisque la lunette du cercle méridien tourne seulement dans le plan du méridien céleste, les observations de chaque astre ne sont possibles que dans le voisinage de sa culmination. La croisée des fils dans le plan focal de la lunette est positionnée de façon que l'image de l'étoile se déplace suivant le fil horizontal. Les lectures du cercle donneront alors soit les déclinaisons $\delta$ de l'astre, soit la distance zénithale $z$ au moment de sa culmination, d'après laquelle on calcule la déclinaison.


Fig. 75. Instrument des passages.

Pour déterminer l'ascension droite, l'observateur note l'instant où l'astre passe par le fil vertical du réticule, c'est-à-dire l'instant de la culmination de l'astre, puisque le fil vertical doit coïncider exactement avec le plan du méridien céleste. D'après cet instant on calcule l'ascension droite de l'astre (cf. § 90).

## § 98. Instrument des passages

La construction de l'*instrument méridien des passages* stationnaire est absolument la même que celle du cercle méridien, sauf le cercle gradué remplacé par un petit cercle qui sert pour la visée approchée de la lunette suivant une hauteur requise au-dessus de l'horizon. Cet instrument s'emploie seulement pour l'observation des passages des astres au méridien, d'après lesquels on calcule ensuite leurs ascensions droites.

Pour déterminer le temps exact d'après les passages des astres au méridien, on emploie de petits instruments des passages portatifs

(fig. 75) qui, en plus des dimensions, se distinguent des instruments stationnaires par certaines particularités fonctionnelles. L'une d'elles, la plus importante, rend possible de reporter, à l'aide d'un dispositif spécial, l'axe horizontal avec la lunette pendant l'observation du même astre de façon que l'extrémité Est de l'axe se trouve sur le coussinet Ouest et l'extrémité Ouest sur le coussinet Est.

L'instrument des passages portatif orienté dans le plan du méridien s'emploie surtout pour obtenir l'heure exacte d'après les étoiles. Pendant les observations on note les instants où les étoiles passent non seulement par le fil vertical central (médian) placé exactement suivant le méridien, mais encore par plusieurs fils qui le précèdent et qui le suivent. Ensuite, d'après les écarts connus entre les fils latéraux et le fil central on ramène tous les instants à l'instant du passage de l'étoile par le fil central et on prend la moyenne arithmétique de tous les nombres, en obtenant ainsi une valeur plus exacte de la culmination de l'étoile.

## § 99. Lunette zénithale, astrolabe à prisme, lunette zénithale photographique

En plus des instruments principaux qui viennent d'être décrits, on emploie dans les observatoires modernes pour certaines observations particulières des instruments spéciaux. Ainsi, par exemple, la *lunette zénithale* (fig. 76) sert pour prendre des mesures précises de petites différences entre les distances zénithales des étoiles voisines du zénith. L'objet principal des observations systématiques réalisées avec des lunettes zénithales est de déterminer les valeurs exactes de la latitude géographique du lieu d'observation dans le but d'étudier le déplacement des pôles terrestres (cf. § 74).

L'*astrolabe à prisme* ou *impersonnel* sert pour observer les étoiles à une hauteur constante $h_0$ généralement proche de 60°. L'instrument est schématisé sur la figure 77. Les rayons lumineux émis par une étoile viennent frapper la face supérieure d'un prisme droit équilatéral et la surface du bain de mercure (l'horizon de mercure) placé dans un récipient plan. Après avoir pénétré dans le prisme par la face supérieure et être reflétés par sa face inférieure, les rayons lumineux de l'étoile tombent sur l'objectif qu'ils traversent pour être reflétés par deux miroirs et former dans le plan focal de l'objectif l'image de l'étoile qui se déplace en montant à mesure que la hauteur de l'étoile augmente. Les rayons reflétés par le bain de mercure pénètrent dans le prisme par la face inférieure, sont réfléchis par sa face supérieure et viennent frapper l'objectif pour donner dans son plan focal la deuxième image de l'étoile qui descend à mesure que la hauteur de l'étoile augmente. L'observation consiste à noter l'instant où ces deux images se confondent. Il en est ainsi lorsque l'étoile atteint l'almucantarat $h_0$. L'instant noté et la hauteur $h_0$ connue

permettent de calculer la latitude géographique du lieu d'observation et l'heure locale exacte.

Pour améliorer la précision des observations l'astrolabe est doté d'un prisme spécial (prisme de Wollaston) qui, déplacé par une vis micrométrique à tambour de contact, permet de maintenir les deux images à une distance constante l'une par rapport à l'autre. En notant les instants des contacts du tambour, l'instant du passage de l'étoile par l'almucantarat $h_0$ est déterminé avec une meilleure précision

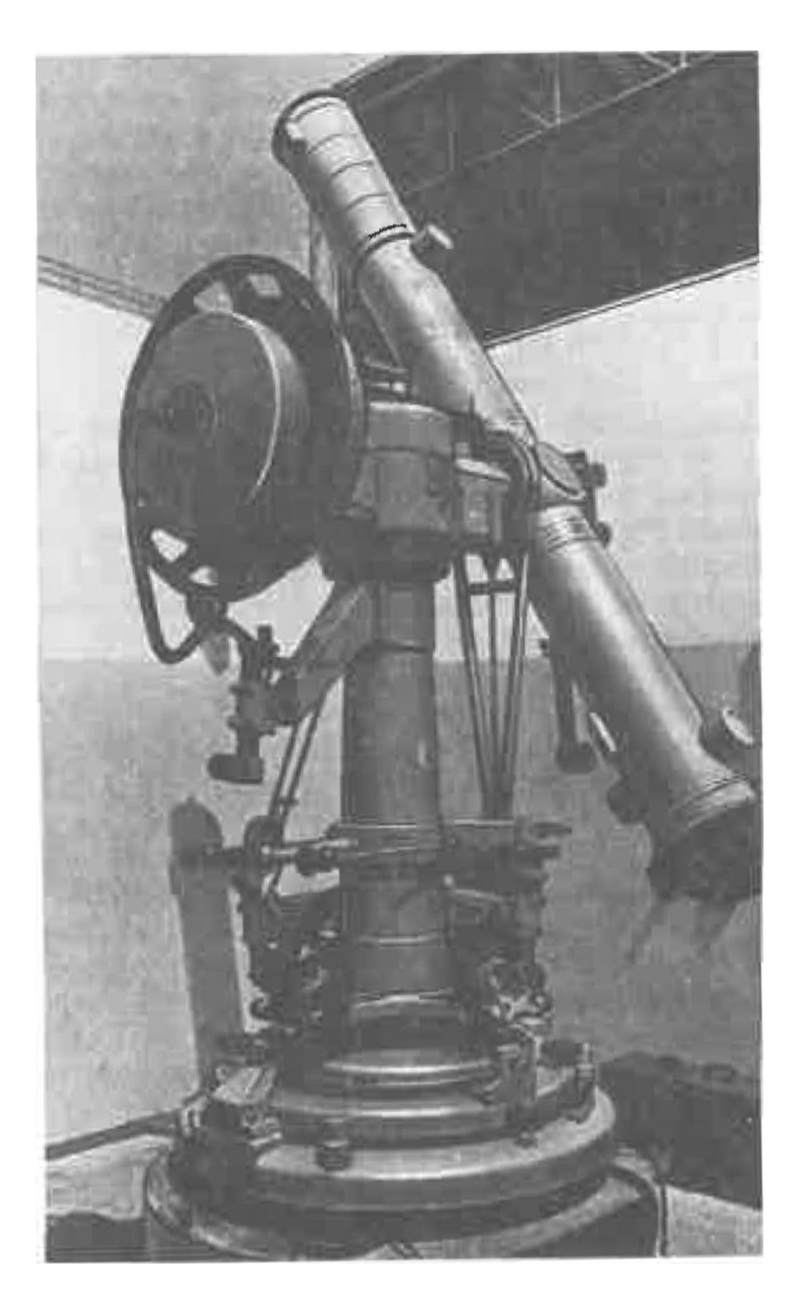


Fig. 76. Lunette zénithale.

que lors de l'enregistrement du seul moment de la coïncidence des images.

Pour assurer l'observation dans des azimuts différents, l'astrolabe peut être animé d'une rotation sur l'axe vertical.

La détermination de la latitude géographique du lieu d'observation et l'établissement de l'heure exacte se font également à l'aide d'une lunette zénithale photographique. Sa construction et les observations qu'elle permet de réaliser diffèrent en principe de celles

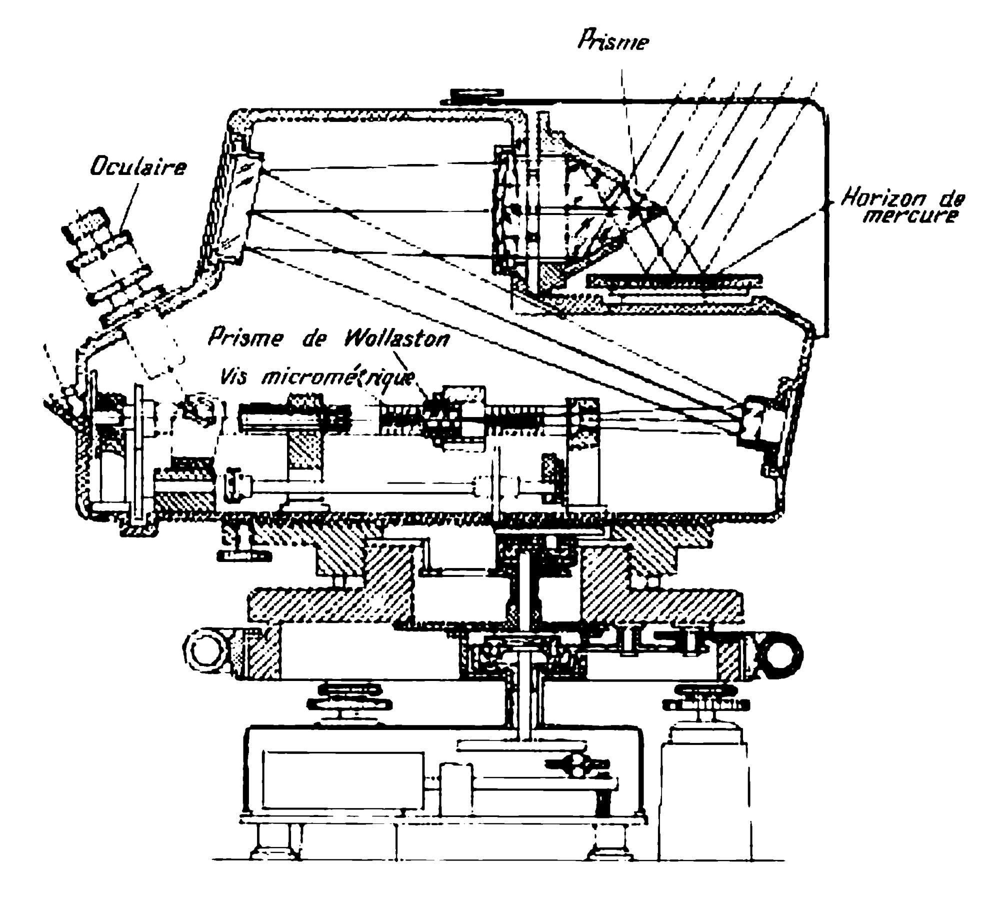



Fig. 77. Astrolabe à prisme.

des instruments décrits dans ce qui précède. La lunette zénithale photographique se compose d'un tube vertical fixe (fig. 78) dont l'axe optique est strictement vertical et d'un bain de mercure placé sous l'objectif à la distance quelque peu supérieure à la moitié de sa distance focale.

Les rayons lumineux des étoiles voisines du zénith passent par l'objectif et se reflètent à la surface de mercure pour être dirigés en haut et former l'image nécessaire un peu au-dessous de l'objectif. C'est là qu'on place une plaque photographique perpendiculaire à l'axe optique; la plaque est entraînée uniformément par un mécanisme d'horloge perpendiculairement au plan du méridien céleste.

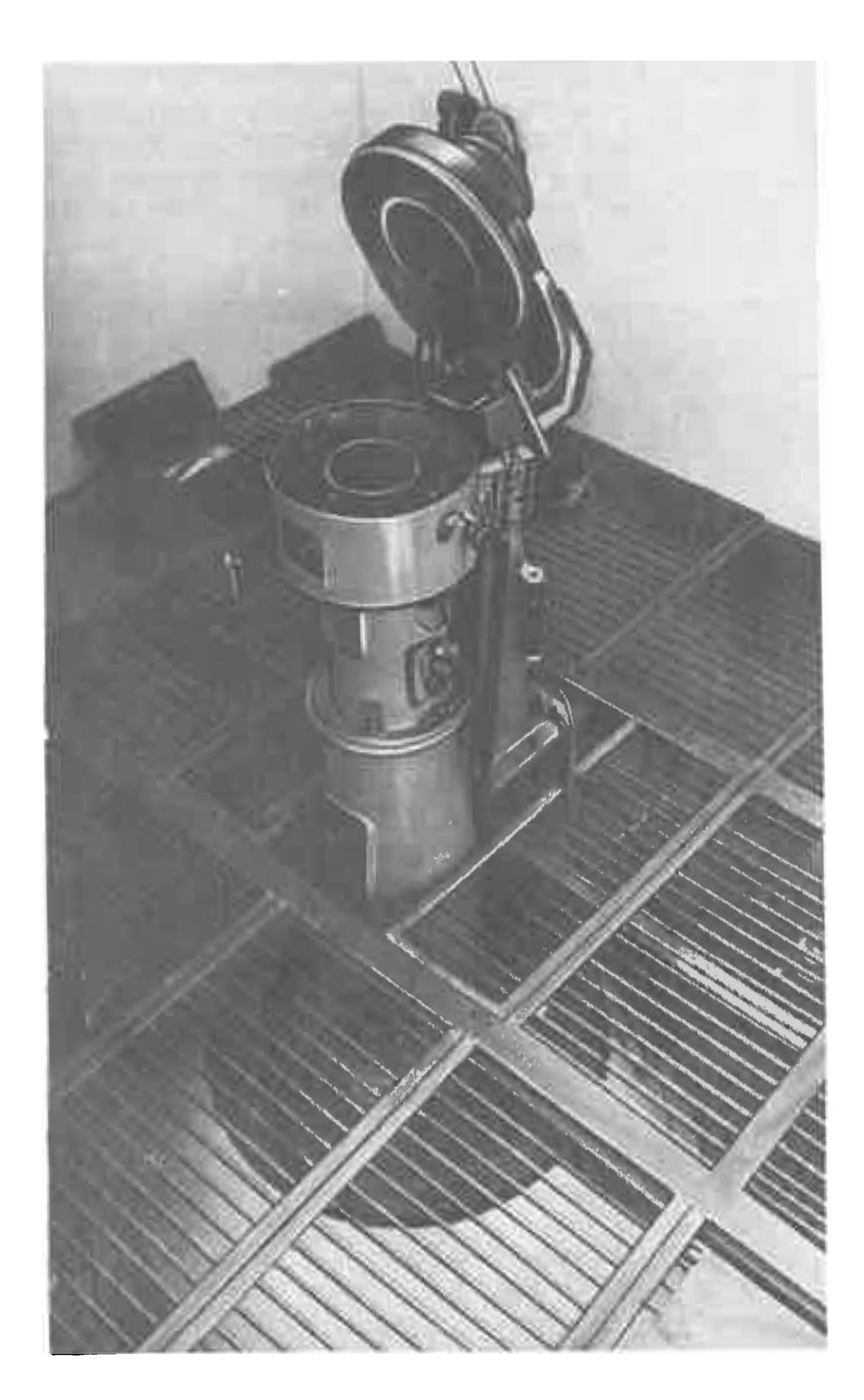


Fig. 78. Lunette zénithale photographique.

L'observation à l'aide d'une lunette zénithale photographique consiste à exposer un peu avant la culmination de l'étoile la plaque photographique, de la déplacer en actionnant le mécanisme d'horloge à la vitesse de l'image de l'étoile, et de l'arrêter pour quelque temps, pour obtenir quelques images de l'étoile avant qu'elle passe au méridien (fig. 79, *a*, points *1*, *2*, *3*). Près de la culmination, on tourne l'ensemble objectif-plaque photographique sur l'axe vertical exactement à 180° pour obtenir plusieurs images de l'étoile après le passage au méridien (fig. 79, *b*, points *4*, *5*, *6*).

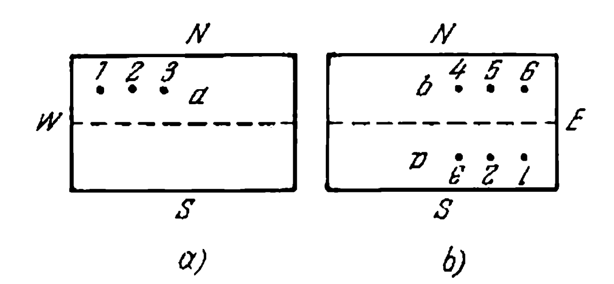



Fig. 79. Illustration de l'utilisation d'une lunette zénithale photographique.

La mesure des distances entre les groupes *a* et *b* et entre les images de l'étoile, ainsi que les enregistrements de l'heure automatiquement imprimés sur cette plaque permettent de calculer l'instant de la culmination et la distance zénithale de l'étoile à cet instant. D'après ces données, la déclinaison et l'ascension droite étant connues, on détermine la latitude géographique du lieu d'observation et l'heure exacte.

## § 100. Horloge astronomique et chronomètres

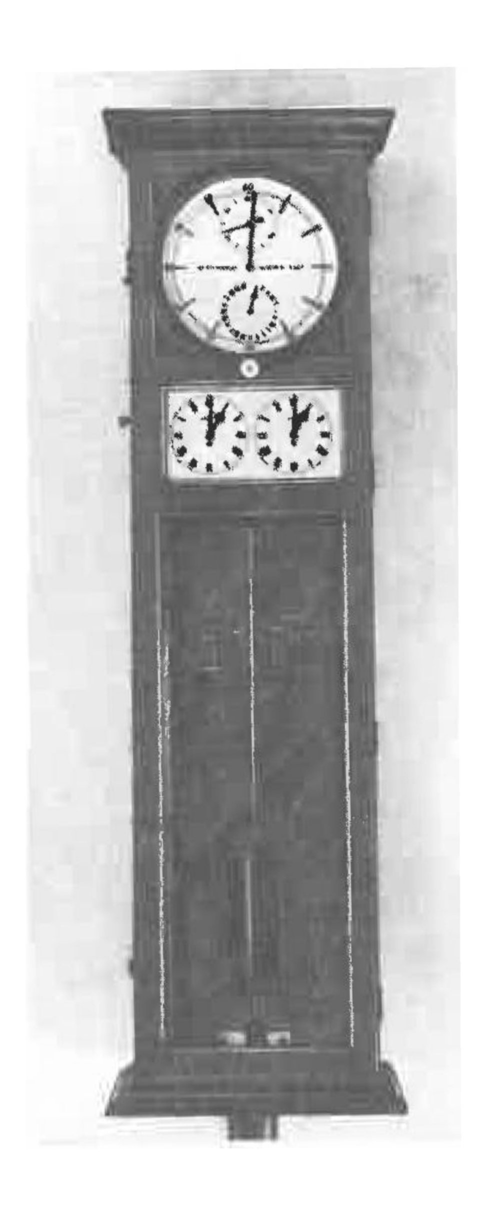
Dans toutes les observations astronomiques il est de rigueur de noter avec telle ou telle précision les instants où se produisent les phénomènes observés. A cet effet on emploie les horloges à balancier ou pendules et les chronomètres de constructions les plus différentes.

Les horloges à balancier ont à leur base la propriété du pendule de conserver dans les conditions idéales la période de leurs battements qui dépend de la longueur du pendule. Les pendules des garde-temps astronomiques se font à secondes, c'est-à-dire un battement (de gauche à droite et de droite à gauche) dure une seconde. La longueur d'un tel pendule est d'environ 1 m. Le cadran de l'horloge est muni d'aiguilles de secondes, de minutes et d'heures. La construction d'une horloge prévoit que chaque battement du pendule s'accompagne d'un coup net qu'on entend bien à la distance de quelques mètres. Cela permet de compter les secondes sans regarder l'horloge et noter les instants à un dizième de seconde près.

La période d'oscillation d'un pendule est très sensible à la modification des conditions ambiantes et, en premier lieu, aux variations de température et de pression atmosphérique. Les changements de la température modifient la longueur du pendule et, par suite, sa période. Pour réduire les influences exercées sur la tige du pendule, on la fait en matériaux à coefficient de dilatation linéaire faible (invar

ou superinvar) et on prévoit des dispositifs qui compensent la modification de la longueur due aux variations de la température. De plus l'horloge est placée sous une cloche thermostatique ou dans une cave à une profondeur de 10 à 20 m où la température diurne ne varie pas et où ses variations annuelles ne dépassent pas 0°,5.

La variabilité de la pression atmosphérique, c'est-à-dire celle de la densité du milieu ambiant, est éliminée en plaçant le pendule dans un cylindre de cuivre hermétique dans lequel est maintenue une pression constante d'environ 20 mm.



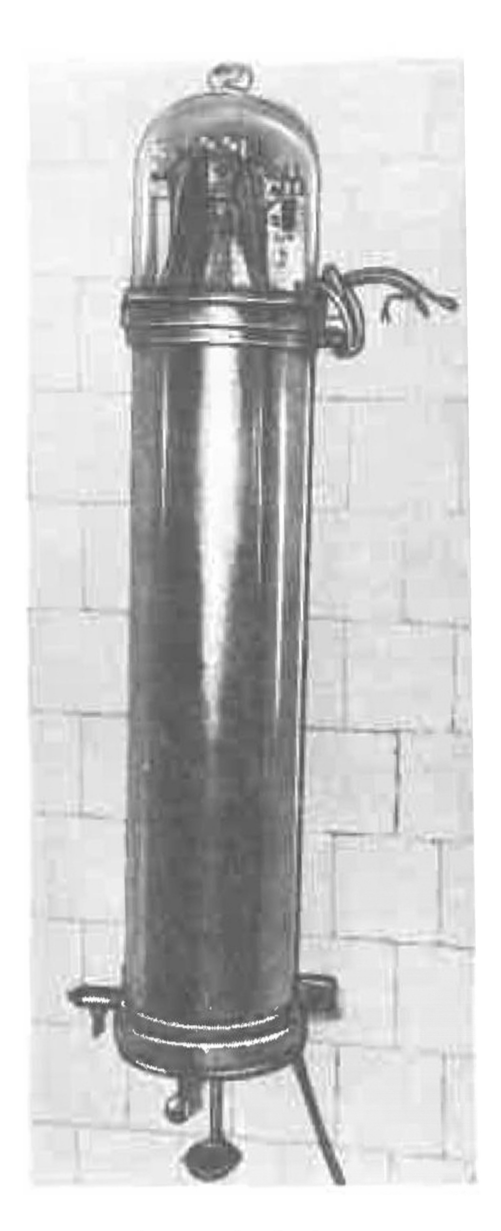


Fig. 80. Horloge de Schort: à gauche — pendule libre; à droite — pendule secondaire.

L'horloge la plus perfectionnée est celle à pendule libre. On utilise actuellement deux horloges de ce type, celles de Schort et de Fedtchenko.

L'horloge de l'ingénieur anglais Schort (fig. 80) est composée de deux pendules, dont l'un est libre et l'autre secondaire, les battements des deux étant synchronisés automatiquement. Le pendule libre n'est pas lié directement au mécanisme de l'horloge, il est mis sous une cloche hermétique placée dans une cave ou dans un local thermostatique. Le circuit électrique du pendule libre commande les battements du pendule secondaire qui, lui, entraîne le mécanisme de l'horloge; le pendule secondaire est gardé dans les conditions ambiantes.

L'horloge de l'ingénieur soviétique Fedtchenko (fig. 81) se compose d'un pendule libre et d'un mécanisme d'horlogerie à cadran, liés entre eux seulement par un circuit électrique. Le pendule libre



Fig. 81. Horloge de Fédtchenko.

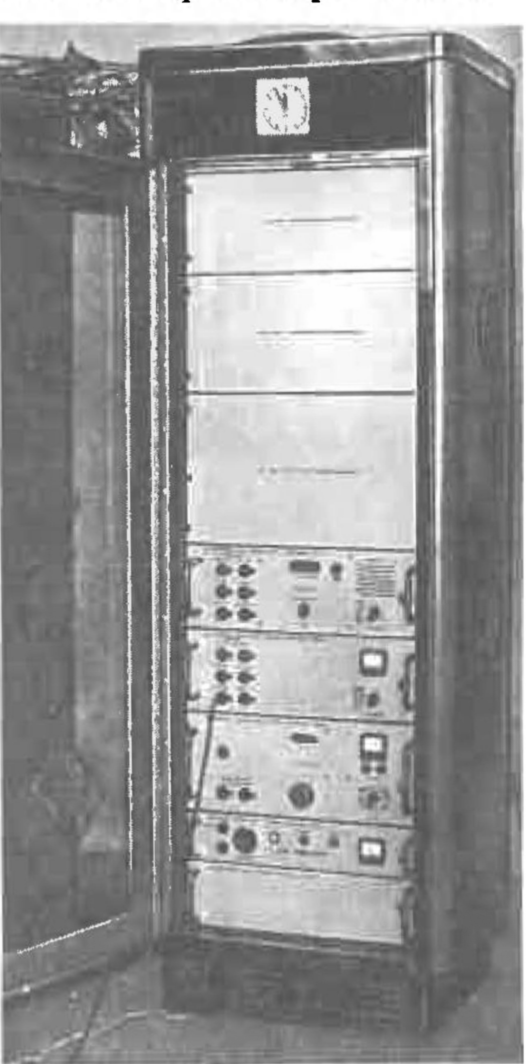


Fig. 82. Horloge à quartz.

est placé sous une cloche hermétique dans une cave ou dans un local thermostatique, alors que le mécanisme de l'horloge avec le cadran est gardé dans des conditions ambiantes.

L'horloge à quartz (fig. 82) qui fonctionne sur le principe de l'effet piézo-électrique d'un cristal de quartz, est un appareil électronique compliqué. Le rôle du pendule y est rempli par une lame ou une bague dûment découpées dans un cristal de quartz. La lame ou la bague placées dans un champ électrique haute fréquence subissent des oscillations élastiques dont l'amplitude est maximale dans le cas de la résonance, c'est-à-dire de l'égalité entre la fréquence du champ électrique et celle des oscillations propres du quartz, qui dépend de ses dimensions et de sa forme et qui varient de 50 000 à 1 000 000 de hertz. Les oscillations ainsi produites régissent la fréquence du générateur de courant alternatif qui alimente un moteur synchrone spécial entraînant le mécanisme d'horloge. Mais la fréquence du courant induit dans le générateur étant très élevée, alors que son intensité est insuffisante pour entraîner le moteur synchrone, cette intensité est renforcée par un amplificateur, alors que sa fréquence est réduite par un démultiplicateur. Le courant basse fréquence ainsi obtenu, de l'ordre de 1 000 Hz, alimente les bobinages du moteur synchrone. Les réducteurs mécaniques liés à l'axe du moteur transmettent le mouvement aux aiguilles du cadran et les impulsions à raison d'une par seconde pour assurer l'enregistrement exact des lectures de l'horloge.

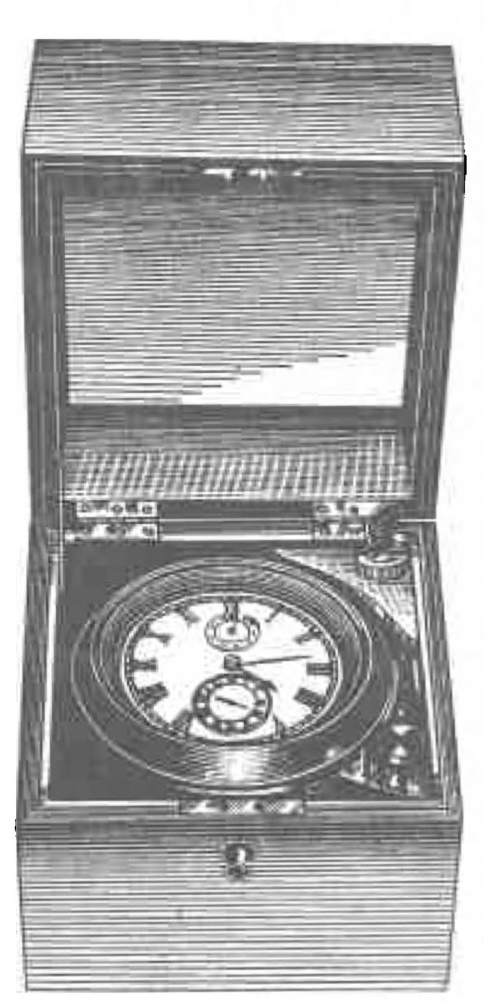


Fig. 83. Chronomètre.

Les horloges moléculaires et atomiques ont à leur base l'utilisation de la fréquence propre des oscillations des molécules et des atomes de certains corps (ammoniac et césium). Les horloges atomiques et moléculaires sont très compliquées et pour le moment ne peuvent fonctionner qu'un temps relativement court. C'est pourquoi elles sont mises dans le même circuit que les horloges à quartz pour vérifier et corriger périodiquement la marche de ces dernières.

Les chronomètres ou horloges portatives s'emploient essentiellement dans les expéditions et dans la navigation maritime (fig. 83).

Leur construction est analogue à celle d'une montre de poche. La force motrice est fournie par un fort ressort spiral, alors que le mouvement des aiguilles est réglé par un balancier oscillant tantôt dans un sens tantôt dans l'autre sous l'action d'un petit ressort spiral. Les chronomètres se distinguent des montres de poche seulement par leurs dimensions et une précision plus poussée de leur fonctionnement. Ils ont un cadran d'environ 10 cm muni d'aiguilles d'heures, de minutes et de secondes. Lorsque l'aiguille passe d'une seconde à l'autre, le chronomètre bat des mesures bien nettes à chaque battement qu'on entend à plusieurs mètres de distance.

Les chronomètres sont des appareils moins précis que les pendules mais ils ont cet avantage que leur transport n'influe pas sur leur marche. Pour obtenir ce résultat, on les place dans un boîtier dans lequel ils sont supportés par une suspension à cardan (à deux axes réciproquement perpendiculaires) qui leur assure toujours une position bien horizontale quelles que soient les inclinaisons du boîtier.

La qualité des horloges et des chronomètres est caractérisée par l'uniformité et la constance de leur marche. Ainsi, la dérive quotidienne d'une horloge à quartz est égale ou inférieure à $\pm 0^s,0002$; celle d'une horloge Fedtchenko, pas plus de $\pm 0^s,0003$; pour l'horloge de Schort, elle est de $\pm 0^s,002$. La dérive quotidienne d'un bon chronomètre ne dépasse pas généralement $\pm 0^s,3$.

Les horloges et les chronomètres sont réglés de façon que leurs aiguilles marquent $24^h00^m00^s$ soit en un jour sidéral soit en un jour solaire moyen. Dans le premier cas l'horloge marche suivant le temps sidéral, dans le deuxième, suivant le temps solaire moyen et on lui donne alors le nom d'horloge moyenne.

Pour obtenir l'heure des observations avec une précision plus poussée, les horloges et les chronomètres sont munis de dispositifs qui ferment ou ouvrent le circuit de l'appareil enregistreur. Comme appareils enregistreurs on utilise des chronographes, des chronoscopes et des calculateurs électroniques de constructions variées.

Tous ces appareils permettent d'enregistrer ou enregistrent eux-mêmes, ou encore photographient, les lectures des horloges et des chronomètres aux instants d'observation avec une précision bien plus grande qu'on ne le ferait à l'oreille.

# CHAPITRE VII

# PRINCIPES D'ASTROPHYSIQUE

## § 101. Problèmes et divisions principales de l'astrophysique

L'astrophysique est une branche relativement jeune de l'astronomie qui subit un essor rapide extraordinaire du fait des découvertes en physique et des perfectionnements de la technique. En 1859 Kirchhoff et Bunsen ont découvert la méthode de l'analyse spectrale. Son application à l'astronomie (*spectroscopie astronomique*) a été à la base de l'astrophysique moderne. Le terme d'astrophysique a été proposé quelque peu plus tard par Zöllner qui recherchait les méthodes de mesures quantitatives de la lumière en astronomie (*photométrie astronomique*). Les années 1850 ont été marquées par une application à une vaste échelle de la photographie à l'étude des astres (*photographie astronomique*). Cette dernière s'est avérée une méthode objective et documentale des investigations, et de nos jours encore son rôle est très important.

Par la suite l'observation astrophysique a étendu le domaine de ses moyens par l'application très heureuse de plusieurs autres méthodes et instruments spéciaux. Ainsi, l'introduction des cellules photoélectriques et des cellules à multiplicateur d'électrons pour la mesure quantitative de la lumière a donné jour à une branche particulière de la photométrie astronomique, l'*astronomie photo-électrique.* L'application des méthodes radiophysiques dans l'exploration du rayonnement cosmique a engendré une grande branche de l'astrophysique, la *radioastronomie.* Dans la *télescopie électronique* on emploie des convertisseurs d'images électroniques et la technique de télévision.

Le développement des méthodes d'exploration extra-atmosphériques a impulsé ces derniers temps des branches tout à fait nouvelles de l'astrophysique qui mettent à profit les résultats des observations réalisées à partir des ballons, des fusées, des satellites artificiels et d'autres appareils cosmiques (*exploration cosmique*).

La tâche qui incombe à toutes ces branches de l'astrophysique est d'exploiter les observations pour obtenir des données sur la nature physique des objets de l'étude astronomique. C'est pourquoi on peut les associer en une branche commune appelée *astrophysique pratique*. Toutefois, l'objectif majeur des recherches est d'expliquer la nature des phénomènes observés, ce qui est du ressort de l'*astrophysique théorique*, apparue sur la base de la physique, surtout après

l'établissement de la théorie du rayonnement et de la structure atomique. L'astrophysique théorique parvient à étudier les propriétés de la matière dans des conditions qui, dans leur majorité, sont inaccessibles aux laboratoires terrestres (par exemple, étudier le gaz chaud des atmosphères stellaires, la matière raréfiée des nébuleuses). Dans certains cas on arrive à connaître les propriétés d'une matière inaccessible même à la moindre observation, comme c'est le cas des couches internes des étoiles.

Avant de passer à l'exposé des résultats enregistrés par la recherche astrophysique, il convient de donner quelques définitions et notions fondamentales.

## § 102. Rayonnement électromagnétique

On sait que la lumière est une forme particulière du rayonnement électromagnétique des atomes et des particules élémentaires. Ce rayonnement ne se produit pas de façon continue, il se manifeste par portions (quanta) qui diffèrent en fonction de la valeur de leur énergie. L'ensemble de toutes les formes du rayonnement constitue ce qu'on appelle le *spectre du rayonnement électromagnétique.*

Comme unité d'énergie des quanta on prend généralement l'électron-volt (eV). C'est l'énergie qu'acquiert un électron libre (c'est-à-dire une charge électrique $e = 4{,}8\cdot10^{-10}$ CGSE) accéléré sous une différence de potentiel de 1 volt(V) = 1/300 CGSE. C'est pourquoi

$$1\ \text{eV} = 4{,}8\cdot10^{-10}\cdot\frac{1}{300} = 1{,}60\cdot10^{-12}\ \text{erg}.$$

Les quanta de la lumière visible possèdent une énergie de 2 à 3 eV et ne couvrent qu'une petite plage du spectre électromagnétique qui va des valeurs d'énergie de l'ordre de MeV (méga ou million d'électrons-volts) pour les rayons gamma, à un millionième d'électron-volt ($10^{-6}$ eV) pour les ondes radio métriques. Entre ces extrêmes du rayonnement électromagnétique viennent successivement les rayons X, ultraviolets, visibles et infrarouges (tableau 1).

Les quanta jouissent des propriétés ondulatoires qui se manifestent par des phénomènes tels que l'interférence et la diffraction. C'est pourquoi, comme toute oscillation, le rayonnement électromagnétique peut être caractérisé par la longueur d'onde $\lambda$ et la fréquence $\nu$ dont le produit est égal à la vitesse de propagation des oscillations

$$c = \lambda\nu. \tag{7.1}$$

La vitesse de propagation de toutes les ondes électromagnétiques est la même. Dans le vide elle est de 299 792 km/s ou, si l'on arrondit sa valeur :

$$c = 3{,}00\cdot10^{10}\ \text{cm/s}.$$

*Tableau 1*

**Spectre électromagnétique étudié en astrophysique**

| Domaine du spectre | Longueur d'onde | Passage à travers l'atmosphère terrestre | Méthodes d'exploration | Récepteurs de rayonnement |
|---|---|---|---|---|
| Rayons gamma<br>Rayons X | < 0,1 Å<br>0,1-100 Å | Forte absorption par N, O, $N_2$, $O_2$, $O_3$ et par d'autres molécules de l'air | Essentiellement extra-atmosphériques (fusées cosmiques, satellites artificiels) | Compteurs de photons, chambres d'ionisation, émulsions photographiques, luminophores |
| Rayons ultraviolets | 100-3900 Å | » | Partiellement à partir de la surface terrestre | |
| Rayons visibles | 3900-7600 Å | Faible absorption | A partir de la surface terrestre | Œil, émulsions photographiques, photocathodes |
| Rayons infrarouges | 0,76-15 μ | Bandes d'absorption serrées de $H_2O$, $CO_2$, etc. | Partiellement à partir de la surface terrestre | Bolomètres, couples thermo-électriques, cellules photorésistantes, photocathodes et émulsions photographiques spéciales |
| | 15 μ-1 mm | Forte absorption moléculaire | A partir des aérostats | |
| Ondes radio | Plus de 1 mm | Passent les ondes voisines de 1 mm, 4,5 mm, 8 mm et de 1 cm à 20 m | A partir de la surface terrestre | Radiotélescopes |

L'énergie des quanta $\varepsilon$ est proportionnelle à la fréquence $\nu$ des oscillations électromagnétiques (c'est-à-dire elle est inversement proportionnelle à la longueur d'onde $\lambda$). Le coefficient de proportionnalité est donné par la constante de Planck

$$h = 6{,}625 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s},$$

de sorte que

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}. \tag{7.2}$$

A un quantum d'énergie égal à 1 eV correspond la longueur d'onde

$$\lambda_1 = 12\,400 \text{Å} = 1{,}24\ \mu$$

et la fréquence

$$\nu_1 = 2{,}42 \cdot 10^{14} \text{Hz}.$$

Au domaine des rayons visibles correspond la plage des longueurs d'onde s'étendant de 3 900 Å (violet extrême du spectre visible) à 7 600 Å (rouge extrême). Entre ces extrêmes se situent toutes les couleurs du spectre visible: violet (3 900 à 4 500 Å), indigo (4 500 à 4 800 Å), bleu (4 800 à 5 100 Å), vert (5 100 à 5 700 Å), jaune (5 700 à 5 850 Å), orange (5 850 à 6 200 Å) et rouge (6 200 à 7 600 Å).

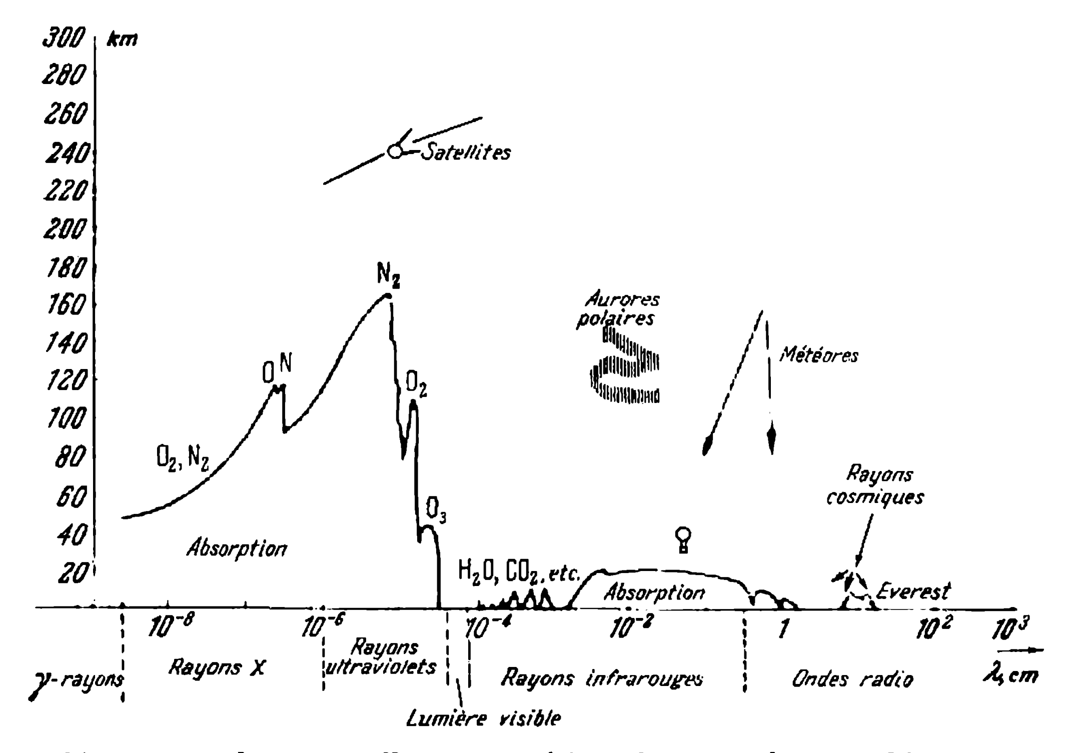



Fig. 84. Passage du spectre électromagnétique à travers l'atmosphère terrestre. En ordonnée, l'altitude de l'atmosphère jusqu'à laquelle parvient pratiquement le rayonnement cosmique dans le domaine donné du spectre.

Les limites indiquées sont conventionnelles et en réalité les couleurs se transforment progressivement l'une dans l'autre.

Le rayonnement dans le domaine visible du spectre joue en astronomie un rôle particulièrement grand du fait qu'il passe relativement bien à travers l'atmosphère terrestre. Dans les autres secteurs du spectre l'absorption est bien plus intense de façon que le rayonnement cosmique ne pénètre que jusqu'à un certain niveau de l'atmosphère représenté sur la figure 84. L'atmosphère absorbe le plus intensément les radiations de courtes longueurs d'onde du spectre

(rayons ultraviolets, gamma et X). Tous ces rayons à l'exception du proche ultraviolet (3 100 à 3 900 Å), sont accessibles à l'observation seulement à partir des fusées et des satellites artificiels dotés d'un appareillage spécial.

Du côté des ondes longues, après le domaine visible viennent l'infrarouge et les ondes radio. La grosse partie des rayons infrarouges, depuis à peu près la longueur d'onde de 1 micron (μ), est absorbée par les molécules de l'air, surtout par celles des vapeurs d'eau et du gaz carbonique. L'observation à partir du sol terrestre ne peut s'effectuer que par des « fenêtres » relativement étroites entre les bandes d'absorption moléculaire. Les autres parties du spectre deviennent accessibles à l'observation depuis des altitudes relativement petites et peuvent être étudiées à l'aide des aérostats et des ballons-sondes ou (partiellement) dans certains observatoires de haute montagne.

L'atmosphère est transparente pour les ondes radio dans l'intervalle de 1 cm à 20 m. Les ondes plus courtes que 1 cm, exception faite pour les bandes étroites dans le voisinage de 1 mm, 4,5 mm et 8 mm, sont complètement absorbées par les couches inférieures de l'atmosphère, les ondes plus longues que quelques dizaines de mètres étant reflétées et absorbées par ses couches plus hautes qui forment l'ionosphère.

## § 103. Notion de photométrie astronomique

La quantité d'énergie lumineuse rayonnée par un corps est une de ses caractéristiques essentielles. Il existe deux méthodes principales pour la mesurer : détermination directe de la quantité de lumière parvenue d'un corps observé à l'instrument de mesure, et comparaison du rayonnement de l'objet étudié avec celui d'un autre objet pris comme étalon.

Des sources de lumière même de puissance analogue peuvent différer notablement quant à la composition spectrale de leur rayonnement.

Ainsi, le Soleil émet surtout des rayons jaunes-verts, alors que le rayonnement de certaines étoiles est essentiellement bleu ou indigo. Par ailleurs, il existe des objets (par exemple, des radiogalaxies) qui dans la marge des ondes radio émettent plusieurs fois plus fort que dans tous les autres domaines du spectre. La comparaison des émissions de deux objets n'a donc de sens que si elle porte sur la même plage spectrale.

Un appareil sensible à la lumière (récepteur de rayonnement) réagit d'une façon différente aux rayons de différentes longueurs d'onde. Il s'ensuit que les résultats de l'opération de mesure de la quantité de lumière dépendent de la sensibilité de l'instrument à tels ou tels rayons, c'est-à-dire de sa *sensibilité spectrale*. Généralement on peut indiquer les longueurs d'onde qui délimitent la plage

du spectre dans laquelle réagit l'instrument (domaine de sensibilité spectrale). La largeur de cet intervalle s'appelle *bande passante* du récepteur considéré.

La puissance de l'énergie rayonnante est généralement caractérisée par le flux de rayonnement (flux lumineux) qui est une notion fondamentale en photométrie. La quantité d'énergie rayonnante qui traverse en unité de temps une surface donnée (par exemple, la pupille d'entrée d'un télescope) s'appelle flux lumineux.

Le flux lumineux qui tombe sur une surface de 1 cm² s'appelle *éclairement* ou éclat de cette surface. Si le flux lumineux $\Phi$ éclaire uniformément la surface $S$, l'éclairement de cette dernière est

$$E = \frac{\Phi}{S}. \qquad (7.3)$$

En astrophysique la notion d'éclairement ou d'éclat joue un très grand rôle puisque c'est la seule grandeur accessible à la mesure lors des observations. En effet, un instrument sensible à la lumière réagit à la quantité d'énergie rayonnante passée par son ouverture d'entrée (par exemple, par celle d'une cellule photo-électrique) dont la surface est connue et qui est constante pour l'instrument donné. C'est pourquoi les lectures de l'instrument sont proportionnelles à l'éclairement produit par l'objet étudié au droit de l'observation si l'influence d'autres sources de rayonnement est éliminée.

On sait que l'éclairement est inversement proportionnel au carré de la distance à la source et directement proportionnel au cosinus de l'angle d'incidence des rayons. Pourtant, lors de l'application de cette loi en astrophysique, il faut tenir compte des propriétés optiques du milieu entre le corps rayonnant et l'observateur. Par exemple, la lumière émise par les étoiles est quelque peu absorbée par le gaz et la poussière du milieu interstellaire, ainsi que par l'atmosphère terrestre.

Toute l'énergie qui passe en unité de temps par une surface fermée qui entoure la source de rayonnement donnée s'appelle *luminosité*.

Le flux rayonnant ainsi que l'éclairement peuvent caractériser le rayonnement dans tout le spectre (*flux total*) ou dans l'une de ses parties. Si cette partie est très étroite, le rayonnement et donc le flux sont dits *monochromatiques*. Dans ce dernier cas, la puissance du rayonnement doit être rapportée à un intervalle unitaire de fréquences (1 Hz) ou de longueurs d'onde (1 cm). L'éclairement intégral se mesure donc en erg/cm²·s ou W/m², et l'éclairement monochromatique en erg/cm³·s et erg/cm² ou W/m²·Hz[1]).

Le rayonnement d'une surface lumineuse dans une direction donnée est définie par sa *luminance*. On appelle luminance le flux

[1]) 1 erg/cm²·s·cm = 1 erg/cm³·s; 1 erg/cm²·s·Hz = 1 erg/cm²·s·s⁻¹ = 1 erg/cm².

rayonnant qui passe par une surface unitaire perpendiculaire à la direction donnée, en contact avec la surface rayonnante et qui est compris à l'intérieur d'un angle solide unitaire de même direction. Cette définition peut être étendue au champ de rayonnement en un point quelconque de l'espace. Dans ce cas au lieu de luminance on dit souvent intensité.

Si un élément $\Sigma$ de la surface lumineuse (fig. 85) émet le flux $\Phi$ à l'intérieur du cône $K$ à angle solide $\Omega$ dont l'axe $L$ forme un angle $\varphi$

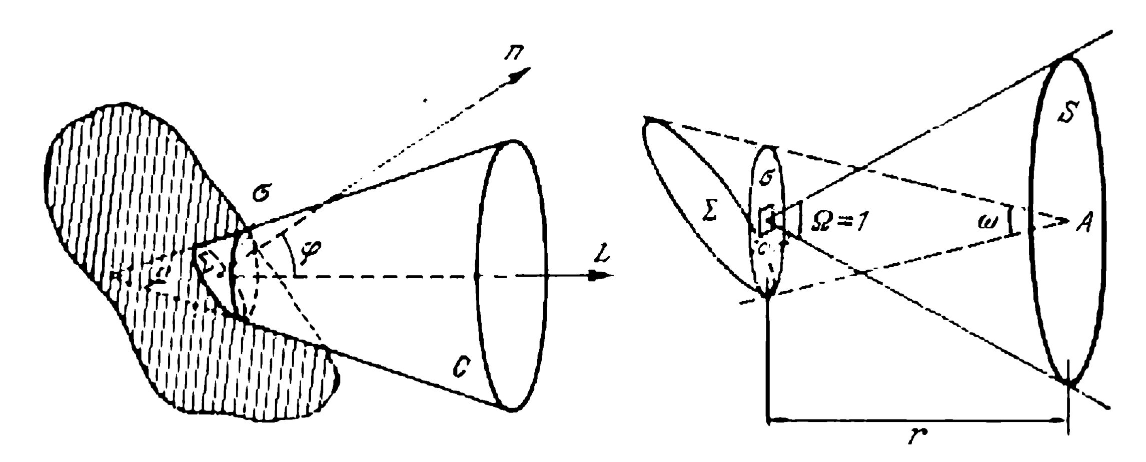



Fig. 85. Eclat d'une surface rayonnante.

Fig. 86. Eclat produit par un corps rayonnant.

avec la normale $n$ à $\Sigma$, alors le même flux passera également par la surface $\sigma = \Sigma \cos \varphi$ perpendiculaire au rayon visuel et la luminance

$$B = \frac{\Phi}{\Omega \Sigma \cos \varphi}. \tag{7.4}$$

Il existe une relation importante entre le rayonnement produit par une surface lumineuse en un point donné, ses dimensions et sa luminance. Supposons que nous observions l'objet $\Sigma$, qui se trouve à la distance $r$ et qui se projette sur la sphère céleste sous la forme d'une surface $\sigma$ (fig. 86). Supposons encore que sa luminance soit égale à $B$. Par définition cela signifie que le flux lumineux à l'intérieur du cône à angle solide $\Omega = 1$ produit par 1 cm² de la surface $\sigma$ dans le sens de la normale vaut numériquement $B$. Le flux $\Phi$ à l'intérieur de ce même cône produit par l'objet tout entier s'obtient en multipliant la luminance $B$ par la surface de projection $\sigma$, c'est-à-dire $\Phi = B\sigma$. Au droit de l'observation tout ce flux $B\sigma$ se répartit suivant la surface $S = \Omega r^2$, et puisque l'angle solide $\Omega = 1$ stéradian, on a $S = r^2$.

L'éclairement observé est alors

$$E = \frac{B\sigma}{S} = \frac{B\sigma}{r^2}. \tag{7.5}$$

Mais $\frac{\sigma}{r^2} = \omega$, c'est-à-dire à l'angle solide sous lequel on voit l'objet dans le ciel. Donc

$$E = B\omega. \tag{7.6}$$

Par conséquent, l'éclairement maximal produit par un objet au droit d'observation est égal au produit de sa luminance moyenne par l'angle solide sous lequel cet objet est visible dans le ciel. Cette conclusion fournit une méthode bien simple pour déterminer la luminance des objets étendus à l'aide d'un télescope et d'un récepteur de rayonnement placé dans son foyer, car l'angle solide $\omega$ est égal au quotient de la surface $s$ de l'image de l'objet obtenue dans le plan focal du télescope, par le carré de la distance focale $F$ du télescope $\left(\text{c'est-à-dire } \omega = \frac{s}{F^2}\right)$, alors que l'éclairement $E$ est égal au quotient du flux de rayonnement qui frappe l'objectif, par la surface de la pupille du télescope.

Il y a des astres (étoiles, par exemple) si éloignés de nous qu'il est impossible de déterminer leurs dimensions angulaires même à l'aide des instruments les plus puissants. On dit alors que ce sont des objets *ponctuels*. Tant que leurs dimensions angulaires ne sont pas définies par une méthode spéciale quelconque, l'éclairement ou l'éclat qu'ils produisent sur la Terre est l'unique grandeur caractéristique de la puissance de leur rayonnement. Cet éclat mesuré à l'échelle logarithmique s'exprime en unités spéciales dites *magnitudes apparentes*.

On a adopté par convention que l'éclat des étoiles de magnitude 1,0 (désignée $1^m$) est 2,512 fois plus grand que celui des étoiles de magnitude 2,0 dont le flux lumineux est à son tour 2,512 fois plus puissant que celui des étoiles de magnitude 3,0, etc. Il s'ensuit que les éclats $E_1$ et $E_2$ produits par deux objets de magnitudes $m_1$ et $m_2$ vérifient la relation

$$\frac{E_1}{E_2} = 2{,}512^{-(m_1 - m_2)}. \tag{7.7}$$

Le zéro de l'échelle des magnitudes est établi par convention; on le détermine d'après les groupes d'étoiles bien connues. Jusqu'à ces derniers temps on prenait pour étoiles de référence celles qui se trouvent dans le voisinage de l'Etoile Polaire (Séquence Polaire Internationale). De nos jours on introduit d'autres canons. La magnitude de l'étoile Véga est presque nulle ($0^m$,03). Si l'éclat d'une étoile est supérieur à $0^m$, conformément à la formule (7,7) sa magnitude est considérée comme négative. Ainsi les éclats des objets de $-3^m$, $-2^m$, $-1^m$, $0^m$, $1^m$, $2^m$, $3^m$, . . . forment une progression géométrique décroissante infinie à raison de 2,512. Puisque $\log 2{,}512 = 0{,}4$, la formule (7.7) s'écrit sous une forme logarithmi-

que

$$\log \frac{E_1}{E_2} = -0{,}4\,(m_1 - m_2) \tag{7.8}$$

(*formule de Pogson*).

La formule (7.8) montre que le rapport des éclats stellaires égal à 100 ($10^2$) correspond à l'intervalle de 5 magnitudes, et le rapport égal à $10^4$ correspond à l'intervalle de 10 magnitudes.

Vu que la magnitude caractérise le flux à mesurer du rayonnement d'un astre, sa définition peut être appliquée également aux objets étendus. Ainsi, en mesurant les éclats produits par le Soleil, la pleine Lune, les planètes, etc., on peut trouver leurs magnitudes. Le tableau 2 consigne les magnitudes de quelques astres.

*Tableau 2*

**Quelques caractéristiques photométriques**

| Objets | Magnitude | Angle solide (en stéradians) |
|---|---|---|
| Soleil | $-26^m{,}8$ | $6{,}7 \cdot 10^{-5}$ |
| Lune (pleine Lune) | $-12{,}7$ | $6{,}6 \cdot 10^{-5}$ |
| Mercure (élongation maximale) | $-0{,}2$ | $1{,}4 \cdot 10^{-9}$ |
| Vénus (élongation maximale) | $-4{,}1$ | $2{,}5 \cdot 10^{-8}$ |
| Mars (en opposition) | $-1{,}9$ | $3{,}8 \cdot 10^{-9}$ |
| Jupiter (en opposition) | $-2{,}4$ | $3{,}4 \cdot 10^{-8}$ |
| Saturne (en opposition) | $+0{,}8$ | $5{,}7 \cdot 10^{-9}$ |
| Uranus (en opposition) | $+5{,}8$ | $2{,}7 \cdot 10^{-10}$ |
| Néptune (en opposition) | $+7{,}6$ | $9{,}8 \cdot 10^{-11}$ |
| Pluton (en opposition) | $+14{,}7$ | $3 \cdot 10^{-12}$ |
| 1 degré carré du ciel nocturne clair sans Lune (au zénith) | $+3{,}5$ | $3 \cdot 10^{-4}$ |

La définition même de l'échelle des magnitudes montre qu'elle peut être appliquée aussi bien à la mesure du rayonnement total qu'à celle de l'une des parties quelconque du spectre.

La magnitude définie d'après l'énergie totale émise dans tout le spectre, s'appelle *bolométrique*. A la différence de cette magnitude, les résultats des mesures visuelles, photographiques et photoélectriques des flux lumineux permettent d'établir respectivement les *systèmes des magnitudes visuelles, photographiques, photoélectriques*, etc.

## § 104. Quelques notions de physique moléculaire

La grande majorité des objets astronomiques sont composés de gaz qui peut être considéré comme parfait vérifiant l'équation fondamentale d'état

$$p = \frac{\rho RT}{\mu} . \tag{7.9}$$

Dans cette formule $p$ est la pression intérieure du gaz ; $\rho$ sa densité ; $\mu$, le poids moléculaire ; $T$, la température absolue ; $R = 8{,}32 \cdot 10^7$ ergs/degrés·moles, la constante de gaz universelle.

On sait que les molécules isolées de la matière sont animées d'un mouvement thermique désordonné. Si une molécule de masse $m$ se déplace à la vitesse $v$, son énergie cinétique s'écrit

$$\varepsilon = \frac{mv^2}{2} . \tag{7.10}$$

L'énergie thermique d'un corps se compose de l'énergie cinétique de toutes ses molécules. Les collisions fréquentes de ces dernières font que les vitesses et donc l'énergie cinétique des mouvements thermiques des molécules isolées changent sans cesse. Pourtant on peut parler de la valeur de l'énergie thermique par particule à chaque instant donné. La valeur caractéristique de l'état thermique d'un corps et proportionnelle à l'énergie cinétique moyenne par particule s'appelle *température*. Si pour la mesure de la température on applique l'échelle Kelvin (°K) [1]) et pour la mesure de l'énergie, le système CGS (ergs), on a pour l'énergie moyenne par molécule de gaz

$$\varepsilon_0 = \frac{3}{2} kT. \tag{7.11}$$

Ici $k = 1{,}38 \cdot 10^{-16}$ erg/degrés est la constante de Boltzmann. C'est une constante de gaz universelle $R$ calculée non par mole mais par molécule, c'est-à-dire

$$k = \frac{m}{\mu} R. \tag{7.12}$$

Le sens physique de la grandeur $k$ est d'un grand intérêt. Nous ne pouvons pas dire combien de molécules de gaz à l'instant donné possèdent une énergie définie, parce que cela dépend de leurs collisions aléatoires. Par contre, nous pouvons connaître la probabilité de la valeur approximative de leur énergie. Il s'avère que $k$ est l'énergie la plus probable d'une molécule à la température de 1° K. Par conséquent, à la température $T$, la plupart des molécules de gaz doivent avoir une énergie voisine de $kT$. Si cette énergie est égale

[1]) En 1967 on a introduit une nouvelle unité de température, 1 K (Kelvin) égale à 1/273, 16 de la température thermodynamique du point triple de l'eau.

à 1 eV, la température du gaz est

$$T_{1\,\text{eV}} = \frac{1{,}60\cdot10^{-12}\ \text{erg}}{1{,}38\cdot10^{-16}\ \text{erg/degré}} \approx 11\,600\,^\circ\text{K}. \tag{7.13}$$

Dans un certain volume de gaz, moins de la moitié des molécules ont une énergie qui diffère plus de deux fois de $kT$ dans l'un ou l'autre sens. En général, le nombre de particules dont l'énergie varie dans les limites de $\varepsilon$ à $\varepsilon + \Delta\varepsilon$ diminue rapidement à mesure que la différence absolue $|kT - \varepsilon|$ augmente. Il en est de même si au lieu de

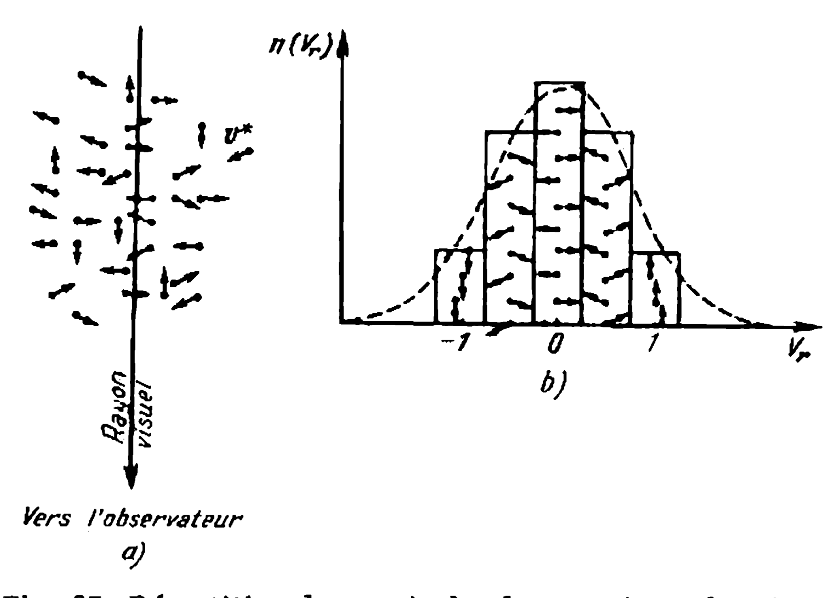



Fig. 87. Répartition des particules de gaz suivant les vitesses:
a) vecteurs des mouvements désordonnés; b) quantité relative des particules aux vitesses radiales différentes.

l'énergie on considère les vitesses des particules. Seulement dans ce cas là, en plus de la valeur de la vitesse, il faut encore prendre en considération sa direction.

Examinons une molécule dont la valeur de l'énergie cinétique la plus probable est $kT$. Elle doit se déplacer à la vitesse la plus probable égale en valeur absolue à

$$v^* = \sqrt{\frac{2kT}{m}}. \tag{7.14}$$

Supposons qu'en moyenne toutes les molécules se déplacent à des vitesses égales en grandeur à $v^*$. Dans ce cas, étant donné que leurs mouvements sont chaotiques, les directions des vecteurs vitesses des molécules isolées seront les plus différentes (fig. 87, *a*). En particulier, pour l'observateur qui regarde le gaz de l'extérieur, à l'instant donné une partie du nombre total de molécules doit se diriger vers lui et l'autre partie s'en éloigner. Une partie importante des molécules doit se déplacer dans les plans voisins du plan

perpendiculaire au rayon visuel. Ces molécules ne possèdent presque pas de composante de la vitesse le long du rayon visuel et leur nombre dépasse nettement celui de molécules qui se déplacent le long de ce rayon (fig. 87, *b*). Si on tient compte maintenant que les vitesses des molécules diffèrent non seulement en direction mais aussi en grandeur, il se trouve que le nombre de particules, dont la composante de la vitesse le long du rayon visuel est comprise entre $v_r$ et $v_r + dv_r$, est proportionnel à l'exponentielle $e^{-\left(\frac{v_r}{v^*}\right)^2}$, c'est-à-dire

$$n(v_r)\,dv_r \sim e^{-\left(\frac{v_r}{v^*}\right)^2} dv_r, \qquad (7.15)$$

où $e = 2{,}718\ldots$ est la base des logarithmes népériens. C'est la loi de la distribution des variables aléatoires de Gauss.

Pour une résolution approchée de nombreux problèmes astronomiques, on peut partir de l'hypothèse suivant laquelle toutes les particules ont la même énergie $kT$ et se déplacent en moyenne à des vitesses les plus probables de même grandeur $v^*$ déterminées par la relation (7.14). Elles sont très voisines de la vitesse moyenne quadratique

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3}{2}kT} = 1{,}18v^*, \qquad (7.16)$$

que possède une molécule dotée d'une énergie moyenne pour toutes les particules

$$\varepsilon_0 = \frac{3}{2}kT.$$

Dans plusieurs cas on a intérêt à connaître la fréquence des collisions. Examinons d'abord le cas simplifié du mouvement d'une grande molécule ayant la forme d'une bille à section transversale $\sigma$, toutes les autres molécules étant considérées comme des points fixes. Supposons de plus que les interactions aient lieu toutes les fois que la grande molécule rencontre sur son trajet une autre molécule. Notre molécule ne peut alors se déplacer sans à-coups que tant qu'elle traverse l'espace libre qui revient à chaque particule. Si la concentration est de $n$ particules/cm³, le volume moyen qui revient à chacune d'elles est de $\frac{1}{n}$ cm³. La particule à section transversale $\sigma$ en se déplaçant à la vitesse $v^*$ parcourra ce volume en

$$t = \left(\frac{1}{n}\right)/v^*\sigma = 1/nv^*\sigma. \qquad (7.17)$$

Ceci est la durée moyenne entre deux impacts consécutifs. La grandeur inverse qui donne la moyenne des impacts par séconde s'appelle *fréquence des collisions*

$$\mathrm{N} = nv^*\sigma. \qquad (7.18)$$

La voie franchie par la particule entre les collisions cònsécutives s'appelle *parcours libre* qui est évidemment égal à

$$\Lambda = v^* \cdot t = \frac{1}{n\sigma} . \qquad (7.19)$$

Le diamètre moyen des autres particules étant aussi $\sigma$, et leur surface étant proportionnelle au carée du rayon, au lieu de $\sigma$ il faut porter dans les formules obtenues une grandeur 4 fois plus grande. D'autre part, si toutes les particules sont égales, leurs mouvements à elles donnent encore une augmentation de $\sqrt{2}$ fois.

Néanmoins nous n'allons pas introduire ces précisions dans les formules ci-dessus, car il est beaucoup plus important que pour ces particules (atomes, ions, électrons libres) les dimensions géométriques n'ont aucun sens. Les formules (7.17)-(7.19) ne sont donc valables que dans le cas où par $\sigma$ on entend un paramètre caractéristique de la probabilité de ce qu'il se produira un rapprochement des particules considérées qui s'achèvera par le phénomène donné. Ce phénomène peut être, par exemple, un choc élastique suivi d'une redistribution simple de l'énergie cinétique, ou bien un choc qui entraînera une modification définie de l'énergie interne de l'atome ou de la molécule, etc. La dimension de ce paramètre étant celle d'une surface, on lui donne le nom de *section efficace*. Il montre que dans le processus considéré la particule examinée se comporte comme si son diamètre géométrique était $\sigma$, et comme si les particules avec lesquelles elle interagit étaient des points fixes.

Ainsi, par exemple, pour les collisions des molécules en l'air dans les conditions ordinaires, la section efficace est d'environ $10^{-14}$ cm². A des températures élevées, les électrons libres d'un gaz, en percutant les atomes neutres, peuvent leur arracher des électrons (les ioniser). La section efficace de ce processus à la température de 10 000° pour l'hydrogène est de l'ordre de $10^{-16}$ cm². En rencontrant un électron libre, un atome ionisé peut le capturer, et l'électron reprendra sa place antérieure (*recombinaison*). Dans ce processus, la section efficace, toujours pour une température de 10 000°, est de l'ordre de $10^{-21}$ cm².

Pour appliquer les formules (7.17)-(7.19), il faut d'abord calculer d'après (7.14) la vitesse la plus probable $v^*$ de la particule à la température donnée. Les molécules de l'air se déplacent en moyenne à la vitesse de 400 m/s, et les atomes d'hydrogène à une température de 10 000 °K, à la vitesse de 10 km/s. L'énergie moyenne des particules est la même. C'est pourquoi les électrons libres plus légers se déplacent 37 fois plus vite que les atomes d'hydrogène.

Dans les conditions normales, les collisions des molécules en l'air sont très fréquentes (dix milliards par seconde, environ) et la longueur du parcours libre est de quelques centièmes de micron. Pourtant, dans certaines conditions cosmiques, par exemple dans les couches

extérieures des atmosphères stellaires, le parcours libre peut atteindre quelques centimètres, alors que dans les nébuleuses le gaz est si raréfié que les collisions des particules se produisent une fois par jour et parfois sont bien plus rares encore. Pendant cet intervalle de temps les particules parcourent des trajets de dizaines d'unités astronomiques.

### § 105. Affaiblissement de la lumière lors du passage à travers une matière

Il est d'usage de caractériser les propriétés d'absorption d'un milieu par l'*épaisseur optique* $\tau$ en entendant par ce terme le logarithme népérien de la relation entre les flux lumineux avant qu'il traverse la couche considérée et après qu'il l'a traversée

$$\tau = \mathrm{Log}\,\frac{\Phi_0}{\Phi}. \tag{7.20}$$

(Le logarithme décimal de cette même relation, c'est-à-dire $\log\frac{\Phi_0}{\Phi}$ s'appelle *densité optique*). On déduit de cette définition qu'après avoir traversé une épaisseur optique $\tau$ le flux lumineux ainsi que l'intensité $I$ diminuent de $e^{\tau}$ fois, c'est-à-dire

$$\Phi = \Phi_0\, e^{-\tau} \tag{7.21}$$

et

$$I = I_0\, e^{-\tau}, \tag{7.22}$$

où $e = 2{,}718\ldots$ est la base des logarithmes népériens. En particulier, si on mesure l'affaiblissement de la lumière en magnitudes, la comparaison des expressions (7.8) et (7.20) donne cet affaiblissement exprimé en magnitudes:

$$\Delta m = 1{,}08\tau. \tag{7.23}$$

L'épaisseur optique de plusieurs couches parallèles est égale à la somme de leurs épaisseurs optiques. En effet, si l'on a, par exemple, deux couches parallèles d'épaisseur optique $\tau_1$ et $\tau_2$, et si la première laisse passer la partie $\Phi_1$ du flux $\Phi_0$ et la deuxième, la partie $\Phi_2$ du flux $\Phi_1$, alors, on a par définition

$$\tau_1 = \log\frac{\Phi_0}{\Phi_1} \quad \text{et} \quad \tau_2 = \log\frac{\Phi_1}{\Phi_2}.$$

Après avoir traversé consécutivement les deux couches, le flux $\Phi_0$ diminue en valeur jusqu'à $\Phi_2$, l'épaisseur optique totale des deux couches étant ainsi

$$\tau = \log\frac{\Phi_0}{\Phi_2} = \log\frac{\Phi_0}{\Phi_1} + \log\frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \tau_1 + \tau_2. \tag{7.24}$$

On étend aisément cette démonstration à plusieurs couches. Il en résulte un cas particulier suivant lequel pour un milieu homogène

qui peut évidemment être divisé en nombreuses couches égales, l'épaisseur optique est proportionnelle à l'épaisseur géométrique.

La formule (7.22) montre qu'en traversant une couche d'épaisseur optique $\tau = 1$ la lumière devient $e = 2{,}718$ fois plus faible. Pour un $\tau$ nettement supérieur à 1, la couche devient très opaque. Ainsi, la couche à $\tau = 3$ ne laisse passer que 5 % de la lumière incidente.

La couche d'épaisseur optique $\tau < 1$ est dite optiquement mince. En développant en série le deuxième membre de la formule (7.22) on obtient pour de petits $\tau$

$$I = I_0 (1 - \tau), \tag{7.25}$$

d'où l'on tire que l'épaisseur optique d'une couche mince est égale à la diminution relative de l'intensité du rayonnement qui la traverse, c'est-à-dire

$$\tau = \frac{I_0 - I}{I_0} = \frac{\Delta I}{I_0}. \tag{7.26}$$

Par ailleurs, la partie de l'énergie absorbée $\frac{\Delta I}{I_0}$ est proportionnelle à la masse $q$ associée à 1 cm² de la surface de la couche absorbante. Si à l'épaisseur optique $\tau$ correspond l'épaisseur géométrique $l$, il vient

$$\tau = \frac{\Delta I}{I_0} = \varkappa q = \varkappa \rho l, \tag{7.27}$$

où $\varkappa$ est le coefficient d'absorption par 1 g de la matière, et $\rho$ la densité de la matière. Le coefficient d'absorption peut être considéré comme l'épaisseur optique d'une couche de matière dont chaque centimètre carré correspond à une masse de 1 g. En effet,

$$\varkappa = \frac{\tau}{q}. \tag{7.28}$$

Constatons que l'expression

$$\tau = \varkappa \rho l \tag{7.29}$$

est considérée souvent comme la détermination de l'épaisseur optique.

D'après la formule (7.20), l'épaisseur optique est une grandeur sans dimension. Par conséquent le coefficient d'absorption $\varkappa$ de la formule (7.29) a la dimension cm²/g. Pour élucider le sens physique de ce résultat, prenons pour unité de masse la masse d'une particule (ou d'un atome isolé) de la matière absorbante. Alors, la masse $q$ est égale numériquement au nombre d'atomes de la colonne de la matière d'une section de 1 cm² et d'une longueur $l$. Si l'on désigne par $n$ cm$^{-3}$ le nombre de particules en 1 cm³ (concentration), on a

$$q = n \cdot l$$

et

$$\tau = \varkappa_a n l, \tag{7.30}$$

où $\varkappa_a$ est le coefficient d'absorption par atome.

On voit de cette formule que le coefficient d'absorption par particule a la dimension d'une surface. Si l'action absorbante d'un atome pouvait être considérée comme une écranisation géométrique du rayonnement incident, $\varkappa_\alpha$ serait alors la surface d'un petit écran dont l'action est équivalente à l'absorption du rayonnement par une particule. Prenons maintenant une couche de matière d'une épaisseur $l$ telle que $\tau = 1$. La surface de tous les « petits écrans » qui se projettent sur chaque centimètre carré de la surface de cette couche sera égale à 1 cm$^2$. Supposons que cette absorption est due à l'effet d'écranisation des particules (grains de poussière, par exemple) de section transversale $10^{-8}$ cm$^2$. Alors, on obtient immédiatement qu'une colonne de section de 1 cm$^2$ compte le long du rayon visuel $10^8$ de tels grains de poussière. Si l'on connaît encore l'épaisseur géométrique de la couche absorbante, on peut trouver la concentration $n$ des particules en 1 cm$^3$.

Cette représentation est analogue à la notion de section efficace du § 104. Elle peut également être utilisée pour calculer le nombre d'atomes absorbants. Toutefois, il faut retenir que dans ce cas l'analogie avec les « petits écrans » n'a aucun sens physique du fait que les propriétés absorbantes des atomes sont définies par leur énergie interne. A titre de comparaison indiquons que le coefficient d'absorption $\varkappa_\alpha$ par exemple d'un atome d'hydrogène à l'état fondamental dans les conditions d'une atmosphère stellaire est d'environ $10^{-13}$ cm$^2$, cette absorption se produisant au niveau de la raie de résonance ou de Fraunhofer $L_\alpha$. Dans le spectre continu, l'absorption est de 4 ordres plus faible.

## § 106. Propriétés du rayonnement et principes de l'analyse spectrale

L'analyse du rayonnement est la méthode fondamentale en astrophysique; grâce à cette analyse nous avons pu acquérir la grande majorité de nos connaissances sur les objets cosmiques.

R a y o n n e m e n t  t h e r m i q u e. Tout corps même faiblement chauffé émet des ondes électromagnétiques (rayonnement thermique). Pourtant à de basses températures ne dépassant pas 1000° à l'échelle Kelvin, les ondes émises sont essentiellement infrarouges et radio. A mesure que l'échauffement se poursuit, le spectre du rayonnement thermique change, la quantité totale de l'énergie émise augmente et on voit apparaître progressivement des ondes de plus en plus courtes, depuis les ondes visibles (du rouge au violet), jusqu'à les ondes ultraviolettes, les rayons X, etc.

A une valeur donnée de la température, le rayonnement d'un corps chauffé est surtout intense dans le domaine du spectre qui définit la couleur visible de l'objet. Ainsi, à 2000° les plus intenses sont généralement les rayons rouges, à 6000° ce sont les rayons jaunes-

verts et aux températures plus basses (10 000 à 20 000°) ce sont les rayons bleus, indigo et violets. Cependant, la distribution exacte de l'énergie et le type concret du spectre sont fonction non seulement de la température, mais encore de la composition chimique et de l'état physique du corps rayonnant.

Rayonnement du corps noir. Un rôle particulier revient à un cas pour lequel les lois de rayonnement thermique se ramènent à leur expression la plus simple. Si un corps rayonnant est complètement isolé du milieu ambiant par des parois idéales impénétrables à la chaleur, une fois que sa température devient uniforme dant toutes les parties, il atteint un état d'équilibre thermique (thermodynamique). Son rayonnement déterminé seulement par la température s'appelle *rayonnement du corps noir*. En fait, ces conditions ne sont jamais réalisées parce qu'il n'existe pas d'isolants thermiques parfaits. Mais il y a des cas où elles sont très voisines de l'équilibre thermodynamique, celui par exemple, où le corps rayonnant, les couches internes d'une étoile, par exemple, est enfermé dans une enveloppe de gaz très opaque constituée par son atmosphère. Un corps en équilibre thermodynamique s'appelle *corps noir*: ne pouvant pas émettre de l'énergie thermique, il absorbe intégralement tout son rayonnement.

La capacité rayonnante $\varepsilon_\lambda$ du corps noir se calcule d'après la formule de Planck

$$\varepsilon_\nu d\nu = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu$$

ou

$$\varepsilon_\lambda d\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda. \qquad (7.31)$$

Elle est définie comme le produit $\varepsilon_\lambda\, d\lambda$ égal au flux émis par un centimètre carré de la surface du corps dans toutes les directions dans l'intervalle du spectre de $\lambda$ à $\lambda + d\lambda$. Sa dimension est $\mathrm{erg/cm^2 \cdot s \cdot cm = erg/cm^3 \cdot s}$. Si l'on divisé l'expression (7.31) par $\pi$ on obtient la brillance de la surface rayonnante. La distribution de l'énergie dans le spectre du corps noir, décrite par la formule de Planck, est matérialisée par la figure 91 (p. 218) pour quelques valeurs de la température. On voit sur cette figure que toutes les courbes de Planck ont une pointe bien marquée qui correspond à la longueur d'onde

$$\lambda_{\max} = \frac{0{,}290 \text{ cm} \cdot \text{degrés}}{T}, \qquad (7.32)$$

exprimée en centimètres. C'est la *loi du déplacement* du maximum de rayonnement *de Wien*: A mesure que la température s'élève,

le maximum du rayonnement du corps noir se déplace vers le domaine des ondes courtes du spectre.

Avec l'augmentation de la température change non seulement la couleur du rayonnement mais encore sa puissance. « La puissance du rayonnement du corps noir est proportionnelle à la quatrième puissance de la température » (*loi de Stefan-Boltzmann*). Chaque centimètre carré de la surface du corps noir rayonne en 1 s dans toutes les directions sur toutes les longueurs d'onde l'énergie

$$\varepsilon = \sigma T^4, \tag{7.33}$$

où $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-5}$ erg/s·cm²·degrés⁴ est la *constante de Stefan-Boltzmann*. Puisque $\varepsilon$ produit un flux de rayonnement, sa dimension est erg/cm²·s ; elle est égale numériquement à la surface délimitée par la courbe de Planck et l'axe des abscisses.

De part et d'autre du maximum le pouvoir rayonnant décrit par la formule de Planck décroît de façon différente. Dans le domaine des ondes courtes (extrémité violette du spectre), le dénominateur du deuxième facteur de la formule de Planck est grand, et on peut négliger l'unité. On obtient alors la *formule de Wien* :

$$\varepsilon_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} e^{-\frac{hc}{\lambda kT}}, \tag{7.34}$$

qui décrit une diminution brusque du pouvoir rayonnant près de l'extrémité violette du spectre. A l'extrémité opposé du spectre (rayons infrarouges et ondes radio), l'affaiblissement du pouvoir rayonnant dû à la diminution de la longueur d'onde est bien plus lent du fait que pour de grands $\lambda$

$$e^{\frac{hc}{\lambda kT}} \approx 1 + \frac{hc}{\lambda kT}$$

et la formule de Planck se transforme en *formule de Rayleigh-Jeans*

$$\varepsilon_\lambda = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT. \tag{7.35}$$

Ainsi, dans la région des ondes longues du spectre, le pouvoir rayonnant est proportionnel à la température. Cette formule s'emploie en radioastronomie pour caractériser le rayonnement cosmique. Le fait que le flux du rayonnement est proportionnel à la température permet d'exprimer l'intensité du rayonnement radio observé par l'intermédaire de la température du corps noir qui a le même pouvoir rayonnant.

La partie du rayonnement absorbée par le corps donné dans quelque secteur du spectre s'appelle *pouvoir absorbant* ou *coefficient d'absorption*, son symbole est $\varkappa_\lambda$. Par définition, le pouvoir absorbant du corps noir $\varkappa_\lambda = 1$. Aussi pour le corps noir le rapport entre les pouvoirs rayonnant et absorbant est égal à la fonction de Planck.

C'est *la loi* bien connue *de Kirchhoff* : pour rayonner la longueur d'onde donnée, le rapport entre le pouvoir rayonnant et le pouvoir absorbant du corps noir est fonction seulement de la température.

Processus élémentaires de rayonnement et d'absorption. Les gaz raréfiés (par exemple, les nébuleuses diffuses si fréquentes dans la Voie Lactée) donnent des *spectres de raies* dans lesquels le rayonnement est concentré dans des bandes étroites dites raies spectrales brillantes, caractéristiques des valeurs déterminées des longueurs d'onde. La disposition et le nombre de raies spectrales dans les diverses parties du spectre dépendent de la composition chimique du gaz rayonnant, ainsi que de sa température et de sa densité.

Chaque raie spectrale est émise par un atome d'un élément chimique défini possédant une énergie interne déterminée. Un tel atome est dit *excité*. Les atomes reçoivent l'énergie de leur excitation aussi bien au prix du rayonnement qu'ils sont capables d'absorber, qu'au prix de l'énergie cinétique des particules avec lesquelles ils entrent sans cesse en collision. Les atomes de chaque élément possèdent un nombre infini de valeurs rigoureusement définies (discrètes) d'énergie interne, caractéristiques seulement du type d'atomes considéré. Ces valeurs discrètes de l'énergie potentielle interne s'appellent *niveaux d'énergie*. En général, un atome ne se trouve à l'état excité que pendant des centièmes de microseconde, après quoi il passe spontanément à un état d'énergie plus faible, en émettant toute l'énergie potentielle ou une partie sous la forme d'un quantum de rayonnement électromagnétique. L'énergie de ce quantum est égale à la différence des énergies des états initial et final. L'allure discrète de ces derniers fait qu'en passant d'un niveau d'énergie déterminé à un autre l'atome émet toujours des quanta de mêmes raies spectrales. Ainsi, l'apparition des spectres de raies est liée à la variation continue de l'énergie interne des atomes, tantôt absorbant tantôt rayonnant l'énergie.

La variation de l'énergie interne de l'atome est associée à la présence dans cet atome d'un ou de plusieurs électrons. On dit parfois par convention que lors d'une émission ou d'une absorption l' électron passe dans un atome d'un niveau d'énergie à un autre. Bien que cette expression ne soit pas tout à fait exacte (on peut parler seulement de l'énergie de l'ensemble du système de l'atome et des électrons qui lui sont associés), elle est justifiée par le fait qu'à une certaine valeur critique de l'énergie interne, l'électron se détache de l'atome et se déplace comme une particule libre. Ce processus s'appelle *ionisation* et la valeur critique de l'énergie est dite *énergie d'ionisation*. De même que l'excitation, l'ionisation peut être due soit à un choc avec une particule rapide quelconque, soit à l'absorption d'un photon suffisamment puissant (des rayons ultraviolets, par exemple). Si l'énergie de la particule ionisante ou du photon

dépasse l'énergie d'ionisation, l'électron arraché reçoit en surplus le reste de cette énergie sous la forme de l'énergie cinétique de son mouvement libre. C'est ce qui fait que les étoiles chaudes par exemple, qui émettent en quantité des quanta ultraviolets, échauffent le gaz qui les entoure: chaque photon puissant absorbé par un atome neutre non seulement ionise cet atome mais imprime encore à l'électron une vitesse plus grande; en percutant d'autres particules libres, les électrons arrachés leur transmettent une partie de leur énergie cinétique en échauffant ainsi le gaz.

Un gaz partiellement ionisé (plasma) comporte en plus des photons (c'est-à-dire du rayonnement), au moins trois types de particules : atomes neutres, ions, électrons libres. Les processus atomiques élémentaires les plus divers qui s'accompagnent souvent d'absorption et d'émission des quanta, se ramènent à l'interaction de ces particules, dans laquelle intervient également le rayonnement. Outre l'ionisation, les chocs entre les électrons et les atomes neutres peuvent conduire soit à l'augmentation de leur énergie interne (*excitation*), soit à sa diminution qui ne sera pas suivie d'une émission (*désactivation*). Le rayonnement peut également accroître l'énergie d'un électron (excitation par la lumiere: *photoexcitation* ou *photoionisation*) ou la diminuer, comme par exemple dans le cas d'une *excitation forcée*, lorsque l'atome se libère de l'énergie de son excitation sous l'action d'un photon qui « passe » à côté.

En rencontrant un ion, l'électron peut reprendre « sa place » dans l'atome, en émettant alors un quantum d'énergie égale à la somme de son énergie cinétique et de l'énergie d'ionisation. Une telle *recombinaison* donne lieu à un autre type important de rayonnement, le rayonnement à *spectre continu*. A la différence du spectre de raies, l'intensité du spectre continu varie progressivement dans les limites d'un grand domaine.

Les électrons lents dont la vitesse est voisine du zéro, en se désionisant, forment des quanta d'énergie voisine de celle d'ionisation. Tous les autres électrons dont les vitesses sont plus grandes, produisent un rayonnement à ondes plus courtes. Pour cette raison le rayonnement continu produit par la recombinaison des électrons libres possède pour chaque niveau d'énergie donné de l'atome une limite bien nette de l'extrémité rouge du spectre. Dans le domaine des ondes courtes ce rayonnement s'affaiblit progressivement. Cela est dû aux quanta plus puissants qui apparaissent grâce à la recombinaison des électrons plus rapides dont le nombre, comme nous l'avons vu, à la température donnée du gaz, décroît suivant une allure exponentielle.

Le spectre continu (continuum) sous la forme d'un fond faible s'observe dans les spectres des nébuleuses les plus brillantes et les plus denses, dans lesquelles la masse totale du gaz lumineux est très grande.

R a y o n n e m e n t  d e s  c o r p s  r é e l s. La loi de Planck décrit seulement le rayonnement du corps noir. Le rayonnement des corps réels se distingue du rayonnement de Planck, et dans certains cas cette différence est très importante. Elle se manifeste avec une force particulière dans le rayonnement des gaz raréfiés transparents des nébuleuses diffuses déjà citées. Le spectre d'émission de ces nébuleuses est constitué de raies d'émission brillantes. Il est clair que tant que la couche de gaz rayonnante est transparente, l'éclat des raies est proportionnel à la quantité de la matière dans le rayon visuel $\rho l$. En désignant par $I$ la brillance (intensité), et par $\varepsilon$, le coefficient d'émission, on a

$$I = \varepsilon \rho l. \tag{7.36}$$

En tenant compte de l'expression fondamentale (7.29), on obtient que le rayonnement d'une couche optiquement mince est proportionnel à son épaisseur optique

$$I = \frac{\varepsilon}{\varkappa} \cdot \tau. \tag{7.37}$$

Si les couches de gaz plus proches de l'observateur absorbent de façon perceptible le rayonnement des couches plus éloignées, la proportionnalité se trouve compromise et on dit alors qu'il y a l'*autoabsorption*. Pour le cas où le rapport $\varepsilon/\varkappa$ est le même pour tout le gaz rayonnant, il s'avère que le rayonnement émergent compte tenu de l'autoabsorption est [1])

$$I = \frac{\varepsilon}{\varkappa} (1 - e^{-\tau}). \tag{7.38}$$

Constatons que la formule (7.37) est un cas particulier de la formule (7.38) pour des $\tau$ très petits. Inversement, lorsque les profondeurs optiques sont très grandes, l'expression (7.38) tend à la limite de $\varepsilon/\varkappa$. Si l'on se rappelle que plus le gaz est opaque, plus il s'approche de l'état d'équilibre thermodynamique, où est valable la loi de Kirchhoff et où le rapport $\varepsilon/\varkappa$ est égal à la fonction de Planck, on en tire une conclusion très importante : à la valeur donnée de la température, plus le gaz est opaque dans le domaine considéré du spectre, plus son rayonnement de longueur d'onde correspondante est proche de la valeur définie par la fonction de Planck. Nous verrons au § 108 si cette valeur est vraiment voisine de la température réelle de la matière.

Considérons maintenant comment change le spectre d'une nébuleuse lorsque la quantité de sa matière augmente sans cesse. Les

[1]) A titre d'exercice, il est utile de déduire cette formule en appliquant la formule (7.22). A cet effet, il faut diviser toute la couche rayonnante en une multitude de couches égales optiquement minces et sommer leur rayonnement en tenant compte de l'affaiblissement du rayonnement de chacune d'entre elles produit par les couches extérieures.

raies d'émission des nébuleuses les plus denses parmi celles qui ont été observées se présentent sur un faible fond de spectre continu, ce qui témoigne à la faveur du rôle renforcé des recombinaisons. A mesure que l'épaisseur optique augmente, l'intensité du spectre continu croît, alors que la brillance des raies ne change presque pas du fait de l'autoabsorption. Les raies d'émission deviennent de plus en plus faibles sur le fond du spectre continu. Finalement elles fusionnent presque avec le continuum et l'aspect général du domaine considéré du spectre acquiert une allure quasi planckienne. Voilà pourquoi le rayonnement d'une couche de gaz très épaisse et, plus particulièrement, celui des corps liquides et solides, ressemble au rayonnement du corps noir.

Un exemple de formation gazeuse dense et massive est fourni par les étoiles. Bien que leur rayonnement rappelle celui de Planck, on observe dans leurs spectres un grand nombre de raies sombres (*spectre d'absorption*) dont l'existence n'est pas vérifiée par la formule de Planck. Dans les raies spectrales l'absorption du rayonnement par les atomes est plus forte que dans le spectre continu. C'est pourquoi les raies d'absorption caractérisent les couches les plus extérieures de l'étoile. Le fait que ces raies paraissent plus sombres que le spectre continu témoigne de la diminution du pouvoir rayonnant de la matière des couches extérieures.

L'astrophysique s'intéresse à tous les trois types de spectres, le spectre de raies ou d'émission, le spectre continu et le spectre d'absorption. L'étude des spectres continus nous renseigne sur la température, la densité et la quantité de gaz rayonnant.

L'identification des raies spectrales aux spectres des éléments chimiques connus permet d'établir leur présence dans les objets cosmiques, alors que l'analyse détaillée des raies spectrales isolées fournit des renseignements sur la température, la pression, le nombre d'atomes rayonnants ou absorbants, sur les mouvements internes des gaz, la valeur du champ magnétique et sur d'autres propriétés physiques.

Raies spectrales observées dans les conditions astrophysiques. La disposition des raies spectrales caractéristiques des atomes de l'élément chimique donné est déterminée par la charge de son noyau et le nombre de ses électrons extérieurs ou électrons de valence. Il s'ensuit que les spectres des éléments de la classification périodique de Mendéléiev, ainsi que les spectres des ions de même nombre d'électrons de valence sont analogues. Ainsi, par exemple, les spectres de l'hydrogène et de l'hélium ionisé, du sodium et du calcium ionisé, du calcium et du magnésium neutres, etc. sont analogues.

Les spectres de la plupart des objets astronomiques et, notamment, de presque toutes les étoiles comportent des raies d'hydrogène intenses. Ses niveaux d'énergie sont comptés à partir de l'état fonda-

mental qui correspond à l'énergie minimale de l'atome. Le domaine visible du spectre comporte des raies de la *série de Balmer* qui apparaissent lors des transitions depuis tous les niveaux d'énergie au deuxième niveau: la raie rouge notée $H_\alpha$ ($\lambda = 6563$ Å), bleue $H_\beta$ ($\lambda = 4861$ Å) et deux raies violettes $H_\gamma$ ($\lambda = 4340$ Å) et $H_\delta$ ($\lambda = 4102$ Å). Les autres raies de cette série avec le *continuum de Balmer* qui commence à partir de $\lambda = 3646$ Å et qui apparaît au cours de la recombinaison des électrons au deuxième niveau, se situent dans la partie ultraviolette du spectre. Les raies les plus intenses de tous les éléments appartiennent généralement à la série principale et résultent de la transition au niveau le plus profond, fondamental de l'atome. Ceci est dû au fait que l'électron de l'atome a tendance à reprendre son état fondamental à énergie potentielle minimale.

La série principale de l'hydrogène appelée *série de Lyman* ($L_\alpha$, $L_\beta$, . . .) se situe tout entière dans l'ultraviolet lointain (longueurs d'onde 1216, 1026, 972 Å, etc.). La première raie de la série principale s'appelle raie de résonance. La longueur d'onde 912 Å marque le début du continuum de Lyman. Le passage de tous les niveaux supérieurs au troisième et quatrième niveau donne respectivement les *séries de Paschen et de Brackett* situées dans l'infrarouge.

D'une façon analogue au courant annulaire, le proton (noyau d'un atome d'hydrogène) possède un moment magnétique. Le moment de quantité du mouvement d'un électron (*spin*) peut être soit parallèle soit antiparallèle au moment magnétique du noyau. L'énergie de ces deux états est légèrement différente. Pour l'état fondamental d'un atome d'hydrogène cette différence est de $6 \cdot 10^{-6}$ eV. Le moment de la quantité du mouvement, de même que le vecteur de la vitesse angulaire, peut être considéré comme l'axe de rotation de l'électron. Si cet axe est dirigé du même côté que le moment magnétique du noyau, l'atome d'hydrogène à l'état fondamental est excité. Pourtant c'est un niveau excité particulier: à la différence de l'état excité ordinaire dans lequel un atome peut rester des centièmes de microseconde, dans le cas concerné l'excitation peut durer un temps extrêmement long, de l'ordre de 11 millions d'années. Ces niveaux s'appellent *métastables*. Mais si au cours de cette période le spin de l'électron inverse spontanément sa direction l'atome passe à un état d'énergie plus faible en émettant un quantum d'énergie de $6 \cdot 10^{-6}$ eV qui correspond au rayonnement radio à longueur d'onde de 21 cm. C'est là encore une raie spectrale d'hydrogène très importante, dont la présence permet d'étudier la matière dans les domaines les plus froids de l'espace cosmique.

Les spectres de certains corps, d'étoiles chaudes surtout, possèdent des raies d'hélium. Le spectre de l'hélium ionisé ressemble beaucoup à celui de l'hydrogène, on l'observe dans les étoiles les plus chaudes. Les raies de l'hélium neutre sont plus fréquentes.

Bien avant que l'hélium a été découvert sur la Terre, la plus intense de ses raies spectrales dans la partie visible du spectre (raie jaune $\lambda = 5876$ Å) avait été décelée dans le spectre du Soleil, ce qui a servi de prétexte pour lui donner son nom (du grec hélios, « Soleil »).

Près de cette raie d'hélium, désignée par $D_3$, il y a deux raies intenses $D_1$ et $D_2$ aux longueurs d'onde 5896 et 5890 Å, observées souvent dans les spectres des étoiles et du milieu interstellaire. Ce sont les raies de résonance du sodium. Les raies de résonance du calcium ionisé situées près de la limite violette du spectre sont souvent encore plus intenses. On les note H ($\lambda = 3964$ Å) et K ($\lambda = 3934$ Å). Les spectres des corps célestes comptent également de nombreuses raies d'autres atomes et de quelques combinaisons moléculaires les plus simples.

Le trait caractéristique des spectres de certains objets astronomiques est l'existence des *raies interdites*. Nous venons d'examiner une de ces raies émise par l'hydrogène interstellaire ($\lambda = 21$ cm). D'autres raies, souvent les plus intenses, se trouvent dans la partie visible du spectre (les raies d'émission de la couronne solaire, les raies nébulaires dans les spectres des nébuleuses, les raies aurorales excitées dans les couches supérieures de l'atmosphère terrestre).

Les efforts inopérants de reproduire ces raies dans les laboratoires terrestres ont suggéré d'abord l'idée de l'existence des éléments inconnus (« coronium », « nébulium », etc.). Nous avons vu qu'une telle hypothèse ne s'était justifiée que pour l'hélium. Dans tous les autres cas on a réussi à identifier les raies inconnues avec les spectres des éléments chimiques bien connus se trouvant cependant dans des conditions d'excitation particulières. Il s'est avéré, par exemple, que les raies coronaires sont émises par les atomes plusieurs fois ionisés du fer, du nickel, de l'argon, du calcium et d'autres éléments, qui avaient « perdus » 10 ou 15 électrons chacun. Il s'est avéré également que les raies nébulaires et aurorales appartenaient à l'oxygène une et deux fois ionisé. L'apparition des raies interdites traduit une très grande raréfaction du gaz. De même que dans le cas de la raie radio de 21 cm, pour émettre une raie interdite l'atome doit se trouver longtemps en état excité. Bien que pour les raies interdites optiques cet intervalle de temps ne soit pas aussi grand que pour la raie de 21 cm, il atteint quand même des fractions de seconde et même des secondes entières, c'est-à-dire qu'il est des centaines de millions de fois plus grand que pour les raies spectrales ordinaires. Pour produire un rayonnement spontanné il faut que pendant cet intervalle de temps l'atome ne subit pas de collisions avec d'autres particules, pour ne pas « perdre » l'énergie de son excitation. Par conséquent, dans un gaz raréfié qui émet des raies interdites, l'intervalle de temps entre deux chocs consécutifs des particules doit être de l'ordre d'une seconde. En posant dans la formule (7.17) $\sigma = 10^{-16}$ cm² et $v^* = 10^8$ cm/s, ce qui correspond aux conditions de la couronne

solaire, on trouve que la concentration des particules ne doit pas dépasser $10^8$ particules /cm$^3$. Dans les nébuleuses gazeuses, la concentration des particules est de nombreuses fois plus faible.

P o l a r i s a t i o n d u r a y o n n e m e n t. Le rayonnement électromagnétique produit par chaque processus élémentaire isolé est caractérisé par un plan de propagation déterminé dans lequel

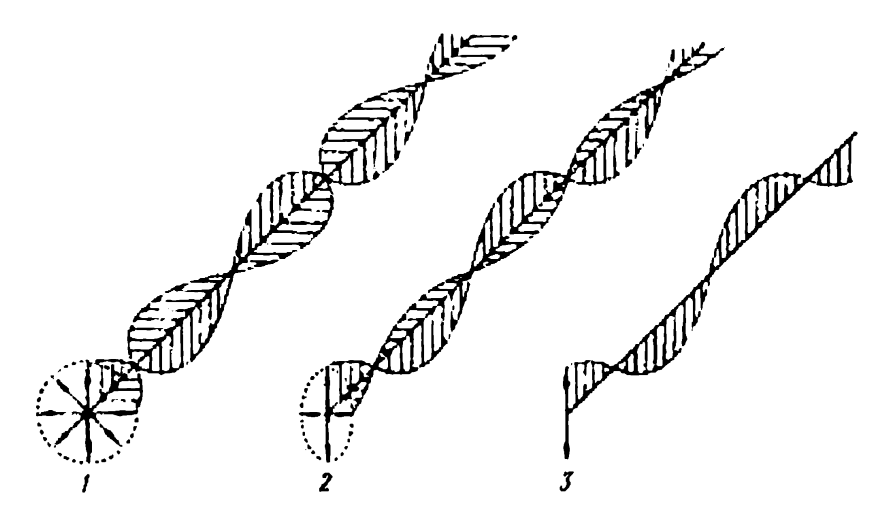



Fig. 88. Lumière non polarisée ou naturelle (*1*), partiellement polarisée (*2*) et complètement polarisée (*3*).
Les longueurs des flèches sont proportionnelles à l'intensité des ondes lumineuses.

repose le vecteur de l'intensité du champ électrique oscillant. Ce plan s'appelle plan de polarisation. Le plus souvent le rayonnement observé n'est pas polarisé puisqu'il résulte de l'addition du rayonnement simultané d'un très grand nombre d'atomes polarisé le long des directions les plus variées. Une telle lumière non polarisée est dite naturelle (fig. 88).

En laissant passer la lumière à travers des polarisateurs spéciaux (par exemple, cristaux de quartz, de feldspath) ou des lames de Polaroïd porteuses d'émulsions constituées de certaines substances cristallines, on peut isoler du rayonnement considéré la partie polarisée dans le sens du plan principal du polarisateur ou du polaroïde. En tournant ce plan, on mesure l'intensité du rayonnement polarisé dans de différentes directions. Si dans toutes les directions l'intensité est la même, la lumière n'est pas polarisée. Si dans une direction on observe le maximum de polarisation, alors le minimum de polarisation se trouve nécessairement dans le plan perpendiculaire à cette direction. La différence des intensités le long des directions du maximum et du minimum de polarisation rapportée à leur somme s'appelle degré de polarisation

$$p = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} . \qquad (7.39)$$

Dans le cas le plus simple, la polarisation a lieu lors de la réflexion par certaines surfaces, surtout dans le cas des valeurs définies des angles d'incidence et de réflexion. Ainsi, par exemple, la lumière réfléchie sous un angle de 58° par une lame de verre ordinaire est presque entièrement polarisée, les oscillations lumineuses réfléchies étant alors parallèles au plan du verre. Cette propriété de la lumière réfléchie est utilisée pour étudier la nature des surfaces réfléchissantes, celles des planètes, par exemple.

La diffusion de la lumière par un grand nombre de particules isolées peut également produire la polarisation. Le cas particulièrement important est celui de la diffusion par des électrons libres. Cette diffusion est polarisée à 100 % dans la direction qui fait avec la direction initiale un angle de 90°. En outre, la polarisation apparaît lors de la diffusion sur de petits grains de poussière ainsi que lors de la diffusion par des molécules isolées. Ainsi, la lumière solaire diffusée par les molécules de l'air (ce qui donne au ciel sa couleur bleue) s'avère partiellement polarisée.

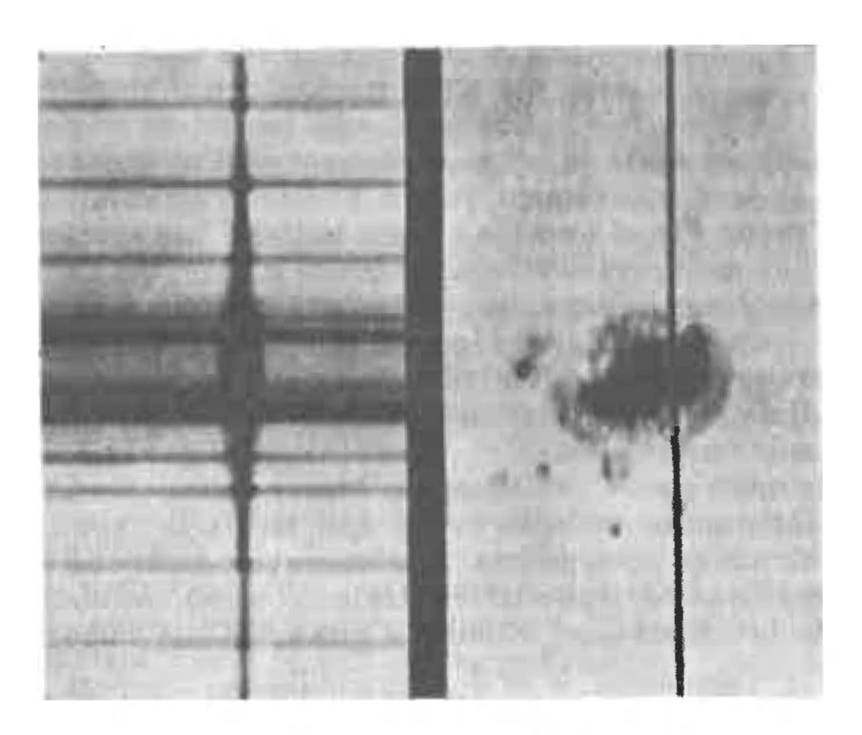


Fig. 89. Effet Zeeman dans une tache solaire. La position de la fente du spectrographe est montrée sur le cliché droit par la ligne noire.
La bande verticale du cliché gauche est la raie d'absorption solaire élargie dans sa partie centrale par le champ magnétique de la tache.

R a i e s s p e c t r a l e s d a n s u n c h a m p m a g n é t i q u e. Les raies du spectre d'un atome placé dans un champ magnétique se décomposent en plusieurs composantes très serrées (spectre

cannelé). Dans le cas le plus simple la raie spectrale se dédouble si on l'observe le long des lignes de force du champ magnétique, et se divise en trois si on l'observe transversalement à ces lignes. Le rayonnement traduit par chacune de ces raies est polarisé d'une façon particulière. Ce phénomène porte le nom d'*effet de Zeeman*.

La distance entre les composantes du spectre à raies cannelées de Zeeman est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique. Cela permet de mesurer sur la base des observations spectroscopiques les champs magnétiques cosmiques. La figure 89 représente le spectre d'une tache solaire en présence d'un champ magnétique fort d'une intensité de 1 000 œrsteds.

## § 107. Effet Doppler

Si la distance entre le corps rayonnant et l'observateur change, la vitesse de leur mouvement relatif possède une composante dans le sens du rayon visuel appelée vitesse radiale. Les spectres de raies permettent de mesurer les vitesses radiales à l'aide de l'*effet Doppler* qui est le déplacement des raies spectrales à une grandeur proportionnelle à la vitesse radiale, indépendamment de l'éloignement de la surface de rayonnement. De plus, si cet éloignement augmente (vitesse radiale positive), les raies se déplacent vers le rouge, et dans le cas opposé, vers le bleu.

Ce phénomène peut s'expliquer par les raisonnements élémentaires suivants. Imaginons un observateur qui reçoit le rayon lumineux émis par un astre. Supposons que ce rayon soit une oscillation électromagnétique continue isolée (train d'ondes). Admettons qu'en une seconde la source émet $\nu$ ondes d'une longueur $\lambda$ chacune. Puisque $\nu$ est la fréquence, $\nu = \frac{c}{\lambda}$. Immobile par rapport à la source l'observateur perçoit en cette même seconde la même quantité d'ondes (c'est-à-dire $\nu$). Supposons maintenant que la source ou l'observateur se déplacent à la vitesse relative $v_r$. Alors, par rapport au train d'ondes fixe, l'observateur couvrira en une seconde la distance $v_r$ qui contient $v_r/\lambda$ ondes. De cette façon, dans le cas du mouvement le long du rayon visuel, si la distance augmente l'observateur perçoit non pas $\nu$ ondes, mais $v_r/\lambda$ ondes moins, et si elle diminue, $v_r/\lambda$ ondes plus. Par conséquent, la fréquence $\nu$ du rayonnement change. En désignant ce changement de la fréquence par $\Delta\nu$, on obtient

$$\Delta\nu = \nu_{ray} - \nu_{obs} = -\nu \frac{v_r}{c}.$$

En tenant compte de la relation entre $\nu$ et $\lambda$ on voit que dans le mouvement le long de la ligne devisée, ce n'est pas seulement la fréquence du rayonnement observé qui varie mais aussi la longueur

de son onde respectivement à la grandeur

$$\Delta\lambda = \lambda_{ray} - \lambda_{obs} = \frac{c}{\nu_{ray}} - \frac{c}{\nu_{obs}} = \frac{c\Delta\nu}{\nu_{ray}\cdot\nu_{obs}} = -\lambda\frac{\Delta\nu}{\nu}.$$

En réunissant ces deux dernières expressions on obtient finalement pour le déplacement Doppler des raies spectrales

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v_r}{c}. \qquad (7.40)$$

Une déduction plus rigoureuse de la formule du déplacement Doppler impose l'application de la théorie de la relativité. On obtient alors une expression qui pour $v_r \ll c$ se distingue très peu de la formule (7.40). De plus, il s'avère que le déplacement des raies spectrales est produit non seulement par le mouvement dans le sens du rayon visuel mais aussi par des mouvements qui lui sont perpendiculaires (effet Doppler tangentiel). Toutefois, cet effet, de même que la correction relativiste de la formule (7.40), est proportionnel à $\left(\frac{v}{c}\right)^2$ et doit être pris en considération seulement à des vitesses voisines de la vitesse de la lumière.

L'effet Doppler joue un rôle exceptionnel dans l'astrophysique, car d'après les écarts de la position des raies spectrales il permet de juger sur les mouvements des corps célestes. Voici quelques exemples.

La rotation de la Terre autour du Soleil fait que sa vitesse voisine en valeur absolue de $v = 30$ km/s $= 3\cdot10^6$ cm/s, change en continu sa direction dans l'espace. C'est pourquoi les raies des spectres des étoiles vers lesquelles la Terre se dirige à l'instant donné sont légèrement déplacées vers le violet à la grandeur $\Delta\lambda$ ; de plus

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} = 10^{-4}.$$

Pour la raie verte à $\lambda = 5\,000$ Å $= 5\cdot10^{-5}$ cm, ce déplacement est de 0,5 Å, et il se prête à la mesure sans difficulté. Le vecteur de la vitesse du mouvement annuel de la Terre repose dans le plan de l'écliptique, il est perpendiculaire à la direction du Soleil. C'est pourquoi le plus grand déplacement des raies est observé dans les spectres des étoiles voisines de l'écliptique à 90° du Soleil. Puisque la rotation de la Terre a lieu dans le sens inverse aux aiguilles d'une montre si on regarde du pôle Nord de l'écliptique, au point situé à 90° à l'Est les raies sont déplacées vers le rouge, et au point opposé, vers le violet.

Pour les étoiles qui se trouvent en d'autres points de la sphère céleste, le déplacement des raies dû au mouvement annuel de la Terre est plus faible. Il est nul pour les étoiles situées au pôle de l'écliptique et dans les directions du Soleil et à partir du Soleil.

Le déplacement des raies produit par le mouvement diurne de la Terre, dont la vitesse linéaire à l'équateur ne dépasse pas 0,5 km/s, est bien plus petit (tout au plus des millièmes d'angström).

Pour mesurer le déplacement des raies spectrales, on photographie sur la même plaque près du spectre de l'objet étudié, d'une étoile, par exemple, le spectre d'une source de laboratoire dont les raies sont connues à l'avance. Ensuite on mesure à l'aide des micromètres précis le déplacement des raies de l'objet par rapport au système des longueurs d'onde de laboratoire pour obtenir la grandeur $\Delta\lambda$ et calculer ensuite d'après la formule (7.40) la *vitesse radiale* $v_r$. Si l'on retranche de cette vitesse la projection sur le rayon visuel de la vitesse du mouvement annuel de la Terre, on obtient la vitesse radiale de l'étoile par rapport au Système solaire.

L'effet Doppler permet d'apprécier non seulement le mouvement d'un corps rayonnant mais encore sa rotation. Ainsi, par exemple, la rotation du Soleil fait que son bord oriental s'approche de nous, alors que son bord occidental s'en éloigne. La vitesse linéaire maximale (à l'équateur solaire) atteint presque 2 km/s, ce qui pour $\lambda = 5000$ Å correspond au déplacement Doppler de $\Delta\lambda = 0{,}035$ Å. A mesure qu'on s'approche du centre et des pôles du disque solaire, la vitesse radiale, et donc le déplacement Doppler, tombent à zéro. Pour les étoiles on ne parvient pas à observer isolément le rayonnement des parties isolées de leur surface. Le spectre observable résulte de la superposition des spectres de tous les points de son disque; chacun de ces points dans une étoile en rotation produit un déplacement différent de raies spectrales. Il en résulte un élargissement des raies spectrales qui témoigne de la grandeur de la vitesse linéaire de rotation. Les vitesses linéaires de rotation de certaines étoiles sont énormes, atteignant des centaines de kilomètres par seconde.

Même dans le cas où le gaz rayonnant n'est pas animé de mouvement relatif dans le sens du rayon visuel, les mouvements thermiques désordonnés font que les raies spectrales émises par des atomes isolés donnent lieu quand même au déplacement Doppler. Puisque à chaque moment donné une multitude d'atomes s'approchent de nous avec des vitesses les plus différentes et à peu près autant s'en éloignent avec les mêmes vitesses, la raie spectrale subit un élargissement symétrique matérialisé par la figure 90. Un tel diagramme qui montre la distribution de l'énergie émise dans un domaine étroit du spectre dans les limites de la raie spectrale s'appelle *profil*. Si l'élargissement de la raie est dû seulement aux mouvements thermiques des atomes émetteurs, on peut juger d'après la largeur du profil de la température du gaz lumineux. En effet, comme nous avons indiqué au § 104, le nombre de particules qui possèdent des vitesses $v_r$ différentes dans le sens du rayon visuel diminue avec l'augmentation de $|v_r|$ suivant la loi $e^{-(v_r/v_r^*)^2}$. D'autre part, plus $|v_r|$ est

grande, plus éloigné vers l'extrémité de la raie est l'atome qui émet. Pour $v_r > 0$, le rayonnement a lieu dans l'aile rouge, et pour $v_r < 0$, dans l'aile bleue. Si le gaz est transparent au rayonnement de la raie considérée (c'est-à-dire s'il n'existe pas d'autoabsorption), et l'intensité en chaque point du profil est donc proportionnelle au nombre

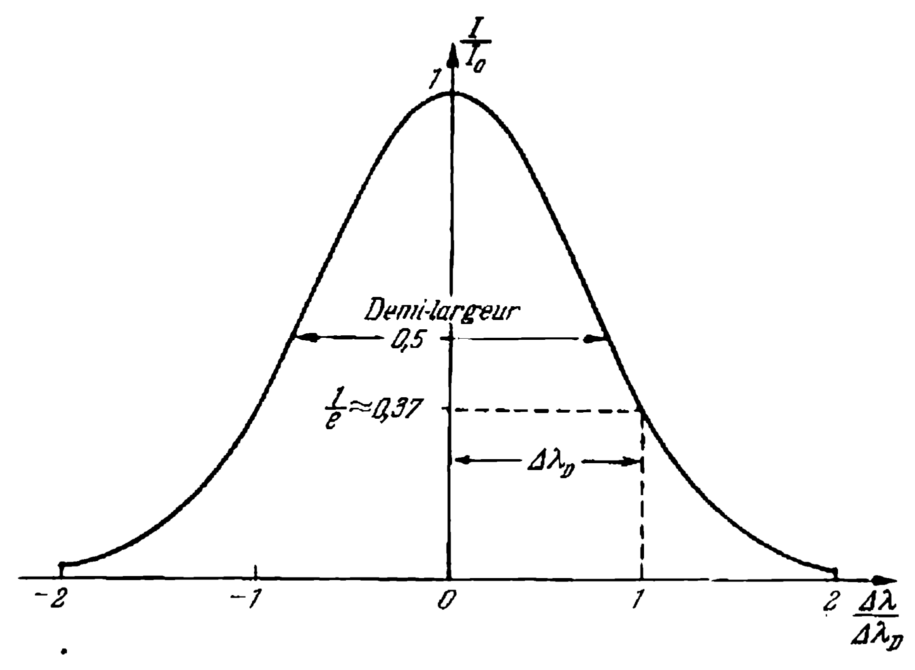



Fig. 90. Profil Doppler d'une raie spectrale.

d'atomes qui possèdent la valeur correspondante de $v_r$, alors le profil de la raie spectrale reprend à son compte la loi de la distribution des atomes suivant les vitesses (7.15), et la courbe représentée sur la fugure 90 est vérifiée par la formule

$$I = I_0 e^{-\left(\frac{v_r}{v^*}\right)^2}. \tag{7.41}$$

La formule (7.15) montre que le nombre de particules à vitesse $v_r = v^*$ est $e$ fois plus petit que celui des particules à vitesse $v_r = 0$. Ces atomes créent un rayonnement au point du profil de la raie où l'intensité $I$ est $e$ fois plus faible que celle de la raie centrale $I_0$. La moitié de la distance entre les points du profil de la raie où l'intensité fait $1/e$ (37 %) de l'intensité centrale s'appelle *largeur dopplérienne* de la raie spectrale $\Delta\lambda_D$. Puisque les atomes qui émettent la raie spectrale, déplacée à la grandeur $\Delta\lambda_D$, doivent se déplacer à la vitesse la plus probable $v^*$, on a

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = \frac{v^*}{c}.$$

Si cette vitesse est conditionnée seulement par les mouvements thermiques, alors, en tenant compte de la formule (7.14), on a

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c}\sqrt{\frac{2kT}{m}} = \frac{\lambda}{c}\sqrt{\frac{2RT}{\mu}}, \tag{7.42}$$

d'où

$$T = \frac{mc^2}{2k}\left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}\right)^2. \tag{7.43}$$

Si dans un gaz on observe en plus du mouvement thermique des courants ou autres mouvements de grande envergure (turbulence, par exemple), la raie spectrale s'élargit davantage et parfois elle se divise en plusieurs raies qui correspondent à des courants différents. De la sorte, en étudiant les profils des raies spectrales on peut se faire une idée sur la température et les mouvements qui se produisent dans le gaz rayonnant.

## § 108. Méthodes de détermination de la température

Il importe avant tout de se rappeler (§ 104) que la température caractérise l'énergie cinétique moyenne d'une particule de matière. Si l'on veut souligner que le terme de température s'emploie précisément dans ce sens, on dit *température cinétique*.

La température est une caractéristique très importante de l'état de la matière dont dépendent ses propriétés physiques principales. Sa détermination est un des problèmes astrophysiques les plus difficiles. Ceci est dû d'une part à la complexité des méthodes existantes, et d'autre part, à ce que certaines d'entre elles ne sont pas exactes en principe. Les astronomes ne peuvent pas mesurer la température à l'aide d'un appareil quelconque placé sur le corps étudié lui-même. Toutefois, même si cela était réalisable, dans de nombreux cas les appareils de mesure thermique deviendraient inutiles car leurs lectures s'écarteraient sensiblement des valeurs réelles de la température. Ainsi, par exemple, les lectures d'un thermomètre ne sont exactes qu'à la condition qu'il se trouve en équilibre thermique avec le corps dont la température est à mesurer. Il est donc impossible en principe de se servir d'un thermomètre pour les corps qui ne sont pas en équilibre thermique.

Illustrons ce qui vient d'être dit par un exemple concret. Supposons que nous déterminions à l'aide d'un thermomètre imaginaire la température de la couronne solaire (enveloppe de gaz très raréfié autour du Soleil). Comme nous allons le voir au chapitre IX, sa température est d'un million de degrés, tandis que la température de la surface visible du Soleil n'est que d'environ 6000°.

Il s'avère que les lectures de notre thermomètre imaginaire dépendent sensiblement du matériau qui le constitue. Si la surface de

son enveloppe possède un pouvoir de réflexion idéal, il ne réagit pas au rayonnement qui l'entoure. Ses parois ne sont échauffées que par les chocs des particules du gaz ambiant. Le gaz coronal étant très raréfié, ces chocs sont très rares, et après une certaine période de temps pas trop grande, chaque molécule du thermomètre acquerra une énergie bien plus faible que l'énergie thermique des particules de la couronne. Finalement la lecture du thermomètre sera inférieure à la température réelle du gaz qui l'entoure. De façon concrète, cette température sera définie par les propriétés rayonnantes de la matière constitutive du thermomètre. La lecture sera d'autant plus petite que le pouvoir rayonnant est grand. Au cas limite, où le thermomètre ne rayonnerait pas du tout, après un intervalle de temps suffisamment long sa température s'égaliserait avec celle du gaz ambiant.

Supposons maintenant que l'enveloppe du thermomètre soit noircie. Il absorbera alors le rayonnement de la surface solaire (la couronne solaire étant très raréfiée, son rayonnement est nettement plus faible). Pourtant, notre thermomètre se trouvant à une certaine distance du Soleil, la quantité d'énergie rayonnante qu'il recueille est plus petite par rapport au cas où il « est plongé » dans le Soleil. C'est pourquoi dans ce cas la lecture sera nettement inférieure à 6000°.

L'exemple qui vient d'être décrit montre que pour déterminer la température d'un corps céleste il faut disposer des méthodes spéciales dont l'application dépend des propriétés physiques concrètes du corps étudié. Pour cette raison, les méthodes de détermination de la température des étoiles diffèrent de celles employées pour les nébuleuses raréfiées qui imposent l'utilisation de tout autres méthodes. Dans ce qui suit nous examinerons les méthodes principales et indiquerons les cas les plus importants de leur application.

*Détermination des températures d'après la largeur des raies spectrales.* Cette méthode repose sur l'utilisation de la formule (7.43) lorsqu'on connaît des observations la largeur dopplérienne des raies d'émission ou d'absorption. Si la couche de gaz est optiquement mince (l'autoabsorption n'a pas lieu), et ses atomes ne sont animées que de mouvements thermiques, alors cette méthode donne directement la valeur de la température cinétique. Toutefois, ces conditions ne sont pas observées souvent; le témoignage en est fourni en premier lieu par l'écart des profils observés par rapport à la courbe de Gauss représentée sur la figure 90. Dans ces cas, évidemment, la détermination de la température d'après les profils des raies spectrales se complique considérablement.

*Détermination de la température par exploration des processus atomiques élémentaires qui sont cause du rayonnement observé.* Cette méthode de la détermination de la température

est basée sur les calculs théoriques du spectre et la comparaison des résultats ainsi obtenus avec les observations. Illustrons cette méthode sur l'exemple de la couronne solaire déjà citée. On observe dans son spectre des raies d'émission qui appartiennent à des éléments plusieurs fois ionisés, dont les atomes sont privés de plus d'une dizaine d'électrons extérieurs, ce qui nécessite des énergies au moins de plusieurs centaines d'électrons-volts. La puissance du rayonnement solaire est trop faible pour provoquer une aussi forte ionisation du gaz. On ne peut l'expliquer que par des collisions avec des particules rapides, surtout avec des électrons libres. Par conséquent, l'énergie thermique d'une partie importante des particules dans la couronne solaire doit être de plusieurs centaines d'électrons-volts. En tenant compte de (7.13), on a

$$T = 11\,600^\circ \cdot \varepsilon \text{ (eV)}.$$

S'il en est ainsi, pour posséder une énergie de 100 eV, la plupart des particules doivent avoir une température supérieure à un million de degrés.

Détermination de la température par l'application des lois du rayonnement du corps noir. Plusieurs méthodes les plus employées pour déterminer la température consistent à appliquer les lois du rayonnement du corps noir (vrais en toute rigueur seulement dans le cas d'un équilibre thermique). Toutefois, pour des raisons mentionnées au début de ce paragraphe, toutes ces méthodes sont imprécises en principe, et conduisent à des résultats entachés d'erreurs plus ou moins grandes. On les applique donc soit pour obtenir des évaluations approchées des températures, soit dans le cas où l'on parvient à démontrer que ces erreurs sont négligeables. Commençons précisément par ces derniers cas.

Conformément à la loi de Kirchhoff, une couche de gaz opaque optiquement épaisse donne un fort rayonnement dans le spectre continu. Un exemple typique est fourni par les couches profondes de l'atmosphère stellaire. Plus ces couches sont profondes, mieux elles sont isolées de l'espace ambiant, et donc plus leur rayonnement s'apparente à celui du corps noir. Il s'ensuit que pour les couches internes des étoiles dont le rayonnement ne nous parvient pas, les lois du rayonnement thermique sont respectées avec une grande précision.

Il en va tout autrement pour les couches extérieures d'une étoile. Elles occupent une position intermédiaire entre les couches intérieures complètement isolées et les couches extérieures les plus transparentes (il s'agit en l'occurrence du rayonnement visible). De fait, nous voyons celles des couches dont la profondeur optique $\tau$ ne se distingue pas beaucoup de 1. En effet, les couches plus profondes sont moins observables par suite de la croissance rapide de l'opacité avec

la profondeur, alors que les couches les plus extérieures, pour lesquelles $\tau$ est petite, émettent très faiblement (rappelons que le rayonnement de la couche optiquement mince est proportionnel à son épaisseur optique). Par conséquent le rayonnement qui s'échappe des limites du corps donné apparaît essentiellement dans les couches pour lesquelles $\tau \approx 1$. Autrement dit, les couches que nous voyons se trouvent à une profondeur à partir de laquelle le gaz devient opaque. Elles ne vérifient qu'approximativement les lois du rayonnement thermique. Ainsi, par exemple, pour les étoiles on réussit à choisir une courbe de Planck qui s'assimile, bien que grossièrement, à la distribution de l'énergie dans son spectre. Cela permet d'appliquer avec de grandes réserves les lois de Planck, de Stefan-Boltzmann et de Wien au rayonnement des étoiles.

Considérons l'application de ces lois au rayonnement solaire. La figure 91 donne la distribution observée de l'énergie dans le spectre du centre du disque solaire, ainsi que quelques courbes de Planck pour des températures différentes. Ce graphique montre qu'aucune de ces courbes ne coïncide exactement avec la courbe solaire. Le maximum du rayonnement de cette dernière n'est pas aussi bien marqué. Si l'on admet qu'il est associé à la longueur d'onde $\lambda_{max} = 4300$ Å, la température définie par la loi de Wien $T(\lambda_{max}) = 6750°$.

L'énergie totale, émise par 1 cm² de la surface du Soleil, est

$$\varepsilon_{\odot} = 6{,}26 \cdot 10^{10} \text{ ergs/cm}^2\cdot\text{s}.$$

En portant cette valeur dans la formule (7.33) de la loi de Stefan-Boltzmann, on obtient ce qu'on appelle la *température effective*

$$T_{eff} = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon_{\odot}}{\sigma}} = 5760\,°\text{K}.$$

Ainsi, on appelle température effective d'un corps la température d'un corps noir dont chaque centimètre carré émet dans tout le spectre le même flux d'énergie que 1 cm² du corps donné.

D'une façon analogue on introduit les notions de *température de brillance* et de *température de couleur.* On appelle température de brillance la température d'un corps noir dont chaque centimètre carré émet dans une certaine longueur d'onde le même flux d'énergie que le corps donné dans la même longueur d'onde. Pour déterminer la température de brillance, il faut appliquer la formule de Planck à la brillance monochromatique observée de la surface rayonnante. Il est clair que dans les diverses régions du spectre un corps réel peut avoir une température de brillance différente. Ainsi, par exemple, on voit sur la figure 91 que la courbe solaire coupe les différentes courbes de Planck dont les températures correspondantes montrent la variation de la température de brillance du Soleil dans les diverses plages du spectre visible.

La détermination de la température de brillance impose des mesures très complexes de l'intensité du rayonnement en unités absolues. Il est beaucoup plus simple de déterminer la variation de l'intensité du rayonnement dans un domaine du spectre (la distribution relative de l'énergie). La température du corps noir dont la distribution relative de l'énergie dans une certaine région

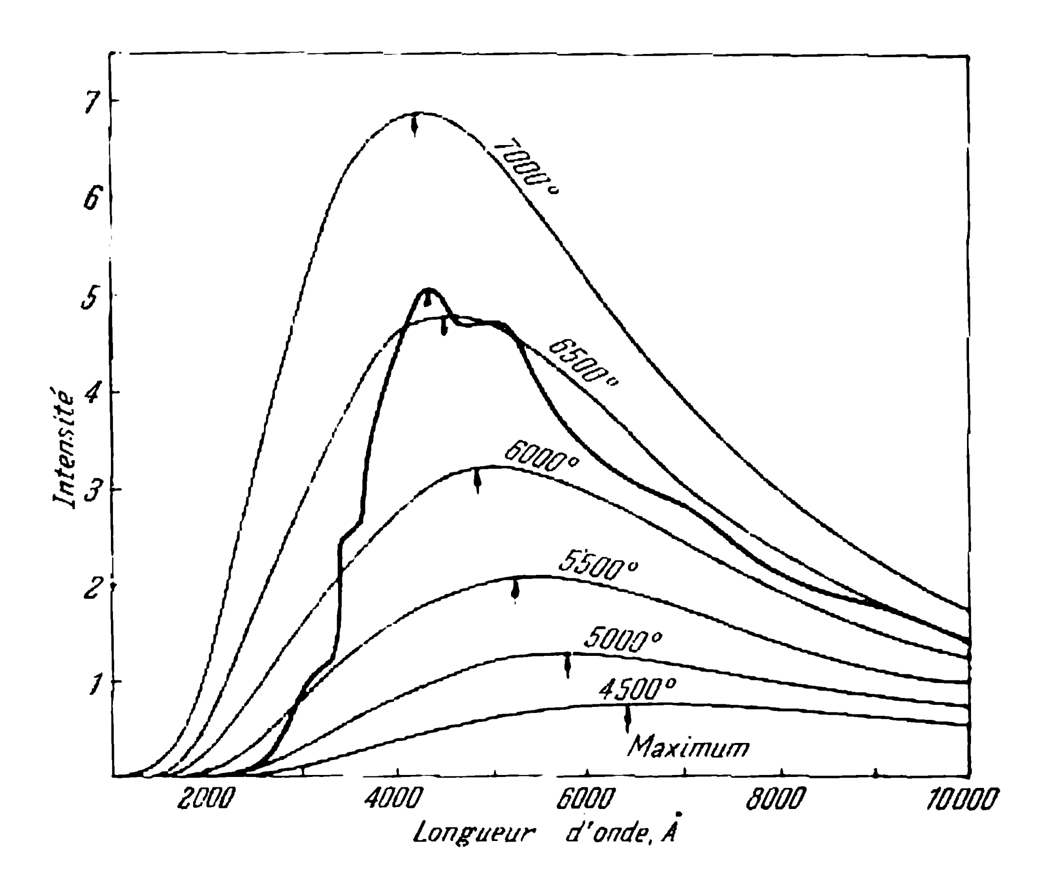



Fig. 91. Répartition de l'énergie dans le spectre du Soleil (ligne grasse) et les courbes de Planck.

du spectre est la même que celle du corps donné, s'appelle température de couleur de ce corps. En revenant à la distribution de l'énergie dans le spectre solaire, on voit que dans le domaine des ondes de 5000 à 6000 Å la pente de la courbe solaire de la figure 91 est la même que celle de la courbe de Planck pour la température de 7000° dans le même domaine du spectre.

Ainsi, les différentes méthodes de détermination de la température appliquées au même objet, en particulier au Soleil, conduisent à des résultats différents. Pourtant, cela ne signifie point qu'il est impossible de déterminer la température du Soleil. Nous verrons au chapitre IX que les résultats différents fournis par des méthodes différentes s'expliquent en premier lieu par le changement de la

température de la matière solaire avec la profondeur, ainsi que par ce que les couches extérieures des gaz émettent autrement qu'un corps noir, c'est-à-dire les formules (7.31)-(7.33) ne sont applicables qu'en première approximation.

Les notions de température effective, de température de brillance et de la température de couleur introduites dans ce qui précède ne sont que des paramètres caractéristiques des propriétés du rayonnement observé. Pour établir avec quelle précision et à quelle profondeur elles fournissent des renseignements exacts sur la température réelle du corps, il faut entreprendre des recherches supplémentaires.

## § 109. Détermination de la composition chimique et de la densité des corps célestes

La présence dans le spectre des raies d'un élément chimique témoigne généralement de ce que le corps étudié contient cet élément. (Il existe des exceptions; par exemple, les raies dites d'absorption interstellaire, sont observées dans les spectres stellaires mais apparaissent dans l'espace interstellaire). Tant que la couche du gaz rayonnant peut être considérée comme optiquement mince, telle que dans cette couche le rayonnement propre n'est guère absorbé, la brillance de la raie spectrale est proportionnelle à la quantité des atomes rayonnants excités compris dans le rayon visuel. Le pouvoir rayonnant de l'atome, de même que le coefficient de son absorption dans la raie spectrale donnée, peut être établi expérimentalement ou théoriquement; il est inversement proportionnel au temps pendant lequel l'atome peut se trouver à l'état excité.

En mesurant l'énergie émise ou absorbée dans la raie spectrale considérée, on calcule le nombre d'atomes, et par là même, la masse de la partie de la matière productrice du rayonnement. Si cette masse est celle de la plus grande partie de l'objet observé aux dimensions connues, on trouve alors aisément sa densité. De cette façon on peut déterminer la concentration de la matière rayonnante dans les nébuleuses gazeuses transparentes. Dans des objets opaques (optiquement denses; étoiles, par exemple), nous ne discernons pas toutes les couches émettrices. Par conséquent, cette voie est inutilisable pour la détermination de leurs densités. Toutefois, la densité de la matière, et plus précisément, la pression dans cette matière, se répercute sur la forme d'une raie spectrale isolée, surtout loin de son centre (dans ce qu'on appelle ses ailes). Ce fait peut être utilisé pour déterminer la densité. *Grosso modo*, l'influence mentionnée se ramène à ce que les raies spectrales qui apparaissent dans un gaz raréfié, sont bien plus étroites que celles d'un milieu dense à la même température.

La raie spectrale donnée témoigne généralement de l'émission ou de l'absorption d'une partie seulement des atomes du corps considéré.

La part des atomes « observés » dans une raie quelconque est déterminée premièrement, par les atomes de l'élément chimique donné qui ne sont pas tous en état d'excitation nécessaire pour l'émission ou l'absorption de cette raie, et deuxièmement, par la présence éventuelle dans le corps étudié d'autres éléments chimiques encore.

Il en résulte que la détermination de la densité de la matière impose une étude préalable de la composition chimique.

Les spectres de la grande majorité des objets cosmiques comportent des raies d'hydrogène. Cela autorise à supposer que l'hydrogène est l'élément le plus abondant dans la nature ; ceci est confirmé par l'analyse quantitative de la composition chimique des corps célestes différents.

Le deuxième élément de l'échelle d'abondance dans la nature est l'hélium, bien que l'observation de ses raies spectrales soit moins fréquente. C'est là un exemple éloquent du fait que l'absence dans le spectre des raies d'un élément chimique ne signifie d'aucune façon que cet élément est absent dans le corps étudié. Ainsi, on n'observe presque pas de raies d'hélium parmi les raies d'absorption du spectre solaire. Or, les spectres de ses couches plus élevées, notamment des protubérances, comportent des raies d'émission brillantes d'hélium, preuve à l'appui de sa présence dans le Soleil. Le spectre de la couronne solaire ne possède pas de raies d'hydrogène, bien qu'on sache à l'avance que la composition de la couronne est la même que celle du Soleil et, par conséquent, il doit y avoir également de l'hydrogène. Dans ces deux exemples les atomes correspondants se trouvent tout simplement à l'état dans lequel ils n'émettent pas et n'absorbent pas des raies spectrales ordinairement observées sans peine. L'ionisation de l'hydrogène de la couronne est si forte qu'il n'y existe pratiquement pas d'atomes neutres dont le rayonnement pourrait être décélé. Par contre, dans les couches où se forment les raies d'absorption, de l'hydrogène en particulier, l'excitation des atomes d'hélium est trop faible pour assurer la présence de ses raies dans le spectre.

Par conséquent, pour déterminer correctement la composition chimique il faut tenir compte du fait que certains atomes peuvent se trouver en états non observables ou difficilement observables, comme c'est le cas, par exemple, de toutes les raies spectrales excitées décalées jusqu'à l'ultraviolet lointain.

Les raies les plus intenses n'appartiennent pas toujours à l'élément chimique le plus abondant. Comme nous l'avons vu sur l'exemple des raies interdites, dans certaines conditions particulières on observe des raies très intenses qui dans les conditions « ordinaires » sont inobservables ou très faibles.

On conçoit donc que la détermination de la composition chimique des corps célestes à l'aide de l'étude de leurs spectres est une tâche très complexe qui impose la connaissance des conditions physiques

qui règnent dans le corps étudié (température surtout) et l'utilisation des méthodes de l'astrophysique théorique..

Les résultats d'une telle étude montrent que certains corps (étoiles de type déterminé, par exemple) possèdent telles ou telles particularités de composition chimique. Toutefois, la majorité des autres objets se composent à peu près de mêmes quantités relatives des éléments chimiques connus. On peut donc parler de l'abondance cosmique moyenne des éléments qu'on évalue généralement d'après le nombre relatif d'atomes d'un certain volume. Le tableau 3 donne les nombres relatifs d'atomes des éléments chimiques les plus répandus, fournis par l'étude des spectres stellaires et qui illustrent la répartition des éléments chimiques dans l'espace. Les nombres d'atomes sont donnés par rapport au nombre d'atomes d'hydrogène qu'on adopte par convention égal à $10^6$.

*Tableau 3*

**Abondance moyenne des éléments chimiques dans les conditions de l'espace cosmique**

| Elément | Nombre relatif d'atomes | Elément | Nombre relatif d'atomes |
|---|---|---|---|
| Hydrogène | 1 000 000 | Soufre | 20 |
| Hélium | 100 000 | Magnésium | 20 |
| Oxygène | 700 | Fer | 6 |
| Carbone | 400 | Sodium | 2 |
| Néon | 200 | Aluminium | 2 |
| Azote | 70 | Argon | 2 |
| Silicium | 60 | Calcium | 1 |

Le tableau 3 montre que les atomes d'hélium sont d'une dizaine de fois moins nombreux que les atomes d'hydrogène. Il est difficile d'évaluer la teneur en cet élément avec une meilleure précision, l'observation de ses raies étant relativement rare. Le nombre d'atomes de tous les autres éléments ne fait que 0,14 % du nombre d'atomes d'hydrogène, et celui de métaux est 10 000 fois environ plus faible.

## CHAPITRE VIII

# INSTRUMENTS ASTROPHYSIQUES ET MÉTHODES D'OBSERVATION PRINCIPALES

### § 110. Télescopes

Après qu'en 1609 Galilée a braqué pour la première fois son *télescope* sur le ciel, l'observation astronomique a vu ses moyens s'accroître considérablement. Cette année a marqué le début d'une nouvelle ère dans la science, l'ère de l'astronomie télescopique. Le télescope de Galilée, si loin de la pefection qu'il fût d'après les vues modernes, a été pour l'époque une merveille parmi les merveilles. En y regardant chacun pouvait voir que la Lune est un monde complexe, à bien des égards semblable à celui de la Terre, que quatre petits satellites tournent autour de Jupiter, de même que la Lune autour de la Terre, etc. Tout cela animait l'imagination, poussait à la réflexion sur la complexité de l'Univers, son caractère matériel, sur la pluralité des mondes habités. L'invention du télescope et le système de Copernic ont contribué dans une grande mesure à la discrédition de l'idéologie religieuse du Moyen Age.

L'invention du télescope comme la plupart de grandes découvertes n'a pas été l'effet d'un hasard, elle a été préparée par toute la marche antérieure du développement de la science et de la technique. Au XVI^e siècle l'art de confectionner des lentilles et des lunettes était acquis et de là il ne restait qu'un pas à faire pour construire un télescope et un microscope.

Le télescope est destiné à réaliser les trois tâches suivantes:
1) recueillir le rayonnement des astres sur l'appareil de réception (œil, plaque photographique, spectroscope, etc.);
2) construire dans son plan focal l'image d'un objet ou d'une région déterminée du ciel;
3) contribuer à la séparation des objets se trouvant à une faible distance angulaire et de ce fait, inséparables à l'œil nu.

La pièce optique principale d'un télescope est l'*objectif* prévu pour recueillir la lumière et construire l'image de l'objet ou de la région du ciel. L'objectif est lié au dispositif de réception par un *tube*. La construction mécanique qui porte le tube et qui assure son pointage s'appelle *monture*. Si le récepteur de lumière est l'œil (dans les observations visuelles), le télescope doit être muni nécessairement d'un *oculaire* prévu pour observer l'image construite par l'objectif. Dans les observations photographiques, photoélectriques, spectrales l'oculaire est inutile. La plaque photographique, le diaphragme

d'entrée d'un électrophotomètre, la fente d'un spectromètre, etc., se montent directement dans le plan focal du télescope.

Le télescope muni d'un objectif à lentilles s'appelle *réfracteur*. Les rayons lumineux de diverses longueurs d'onde étant réfractés d'une façon différente, une seule lentille donne une image irisée. Ce phénomène s'appelle *aberration chromatique*. L'aberration chromatique est sensiblement réduite dans des objectifs composés de deux lentilles de différents coefficients de réfraction (objectif achromatique).

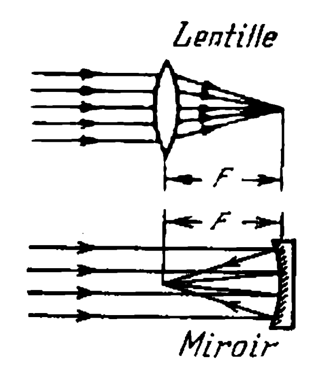


Fig. 92. Objectifs à lentille et à miroir.

Les lois de la réflexion ne dépendent pas de la longueur d'onde ; on a eu donc l'idée de remplacer l'objectif à lentilles par un miroir sphérique concave (fig. 92). Un tel télescope s'appelle *réflecteur*. Le premier réflecteur de diamètre d'ouverture seulement de 3 cm et d'une longueur à peine de 15 cm a été construit par Newton en 1671.

Un miroir sphérique ne fait pas converger le faisceau de rayons parallèles exactement au foyer ; la tache qu'il y forme est quelque peu floue. Cette perturbation s'appelle *aberration sphérique*. Si l'on donne au miroir la forme d'un paraboloïde de révolution, l'aberration sphérique disparaît. Un faisceau parallèle dirigé suivant l'axe d'un tel paraboloïde converge au foyer pratiquement sans perturbations, le flou produit par la diffraction (voir plus loin) mis à part. C'est ce qui détermine la forme parabolique des miroirs des réflecteurs modernes.

Jusqu'à la fin du XIX siècle le but majeur des observations télescopiques était l'étude des positions apparentes des astres. Un rôle important revenait également aux observations des comètes et des détails des disques planétaires. Toutes ces observations se faisaient *de visu* et le réfracteur muni d'un objectif à deux lentilles (doublet) suffisait amplement aux nécessités de l'époque.

A la fin du XIX$^e$ et surtout au XX$^e$ siècle l'astronomie en tant que science a subi des changements organiques. Le centre de gravité des recherches s'est déplacé dans le domaine de l'astrophysique et de l'astronomie stellaire. L'objectif majeur des recherches est devenu l'étude des caractéristiques physiques du Soleil, des planètes, des étoiles, des systèmes stellaires. De nouveaux récepteurs de rayonnement ont apparus, la plaque photographique et la cellule photoélectrique. La spectroscopie s'est vue appliquée à une vaste échelle. En définitive, les exigences imposées aux télescopes devaient dorénavant satisfaire à d'autres prescriptions.

On souhaiterait dans la recherche astrophysique que l'optique des télescopes n'impose aucune restriction à l'intervalle accessible des longueurs d'onde : les limitations de l'atmosphère terrestre le

limitent déjà trop. Or, les lentielles se font en verre qui absorbe les rayonnements ultraviolet et infrarouge. La plage de sensibilité des plaques photographiques et des cellules photoélectriques porte sur une gamme de spectre plus large que celle de l'œil et l'influence de l'aberration chromatique pour ces récepteurs est plus forte.

Ainsi, les recherches astrophysiques impliquent l'emploi d'un réflecteur. D'autant plus qu'il est beaucoup plus facile de fabriquer un grand miroir de réflecteur qu'un objectif achromatique à deux lentilles (doublet) : au lieu de quatre surfaces traitées avec une précision optique (à 1/8$^e$ de longueur d'onde $\lambda$ près, ou à 0,7 micron près pour les rayons visuels) on ne traite qu'une seule ; de plus nul besoin n'est d'observer des prescriptions rigoureuses d'homogénéité qu'impose le verre. Tout cela a fait du réflecteur l'instrument principal de l'astrophysique. Quant aux travaux astrométriques, on y emploie toujours des réfracteurs. Il en est ainsi parce que les réflecteurs sont très sensibles aux faibles rotations occasionnelles du miroir : l'angle d'incidence étant égal à l'angle de réflexion, la rotation du miroir à un angle $\beta$ déplace l'image à $2\beta$. Le déplacement produit par une rotation analogue de l'objectif d'un réfracteur est bien plus petit. Or, puisque dans l'astrométrie la position des astres doit être mesurée avec une précision maximale, le choix des réfracteurs est tout indiqué.

Nous avons déjà dit que l'image fournie par un réflecteur à miroir parabolique est très nette, mais à ce propos une réserve s'impose. L'image peut être considérée comme parfaite tant qu'elle reste près de l'axe. L'éloignement de l'axe fait apparaître des *distorsions*. Le réflecteur à un seul miroir parabolique ne permet pas de photographier de grandes régions du ciel, de $5° \times 5°$ par exemple, ce qui est nécessaire pour l'étude des amas stellaires, des galaxies et des nébuleuses galactiques. Aussi pour les observations qui exigent un grand champ construit-on des réfracto-réflecteurs dans lesquels les aberrations du miroir sont corrigées par une lentille mince souvent rendue transparente pour les rayons ultraviolets. Autrefois (XVIII$^e$-XIX$^e$ siècles) les miroirs des réflecteurs se faisaient en métal (en alliage spécial) ; par la suite, pour des raisons d'ordre technologique, les opticiens ont remplacé le métal par du verre qui après un traitement optique est recouvert d'une mince couche de métal à grand coefficient de réflexion (surtout par aluminage).

Les caractéristiques principales d'un télescope sont le *diamètre D* et la *distance focale F* de l'objectif. Plus le diamètre est grand, plus le flux lumineux $\Phi$ recueilli par l'instrument est grand

$$\Phi = ES = \frac{\pi D^2 E}{4}, \tag{8.1}$$

où $E$ est l'éclairement de l'objectif et $S$ sa surface. Une autre caractéristique importante est la *raison d'ouverture*

$$A = \frac{D}{F}. \tag{8.2}$$

Il est facile de voir que l'éclairement produit dans le plan focal par un objet étendu

$$E' \sim \left(\frac{D}{F}\right)^2. \qquad (8.3)$$

Il s'ensuit que pour photographier des objets étendus faibles (nébuleuses, comètes), la raison d'ouverture de l'instrument doit être grande. Or, l'augmentation de cette raison fait accroître rapidement les distorsions. Plus la raison d'ouverture est grande, plus l'élimination de ces distorsions devient difficile. Dans les réflecteurs, la raison d'ouverture ne dépasse généralement pas 1 : 3. Les réfracto-réflecteurs et les objectifs complexes peuvent assurer dans certains cas une raison d'ouverture de 1 : 1 et même plus grande encore.

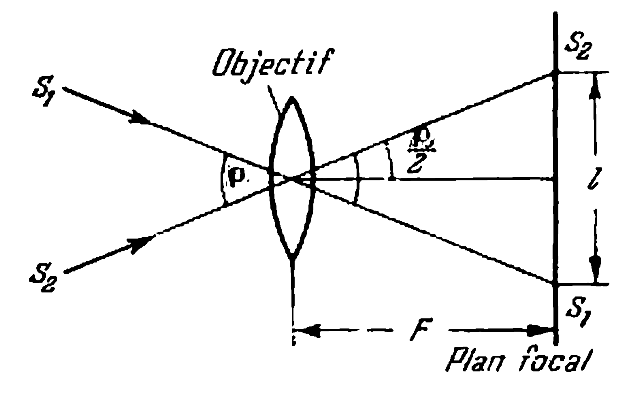



Fig. 93. Dimensions linéaires d'une image photographique.

Une caractéristique importante d'un instrument prévu pour l'observation visuelle est le *grossissement*, égal au rapport des distances focales de l'objectif et de l'oculaire:

$$n = \frac{F}{f}.$$

Si à l'œil nu on peut discerner deux étoiles se trouvant l'une de l'autre à une distance angulaire égale ou supérieure à 2′, un télescope réduit cette limite de $n$ fois (nous verrons pourtant que cette amélioration n'est pas sans bornes).

Dans la photographie, un grand rôle revient à l'*échelle de l'image* dans le plan focal de l'instrument. Elle peut s'exprimer en unités angulaires par 1 mm. Pour définir l'échelle de l'image, il faut connaître la distance linéaire $l$ entre deux points de l'image séparés par une distance angulaire $\rho$:

$$l = 2F \cdot \operatorname{tg} \frac{\rho}{2}, \qquad (8.4)$$

où $F$ est la distance focale de l'objectif. La déduction de cette formule est évidente d'après la figure 93.

Pour de petits angles $\rho$

$$l = F\rho,$$

si $\rho$ est en radians; et

$$l = F \frac{\rho}{57°,3},$$

si $\rho$ est en degrés.

L'échelle de l'image est donc

$$\mu = \frac{\rho}{l}, \tag{8.5}$$

et si $F$ est exprimé en mm, $l$ le sera également. L'échelle $\mu$, en fonction de l'unité de mesure de $\rho$, s'obtient en degrés par mm (°/mm), en minutes d'arc par mm ('/mm) ou en secondes d'arc par mm ("/mm).

Ainsi le diamètre angulaire du Soleil et de la Lune est à peu près de 0°,5. Pour une longueur focale d'un télescope à $F = 1000$ mm, le diamètre de l'image du Soleil et de la Lune dans son plan focal est de 10 mm; par conséquent,

$$\mu = \frac{0°,5}{10} = 0{,}05°/_{\text{mm}}.$$

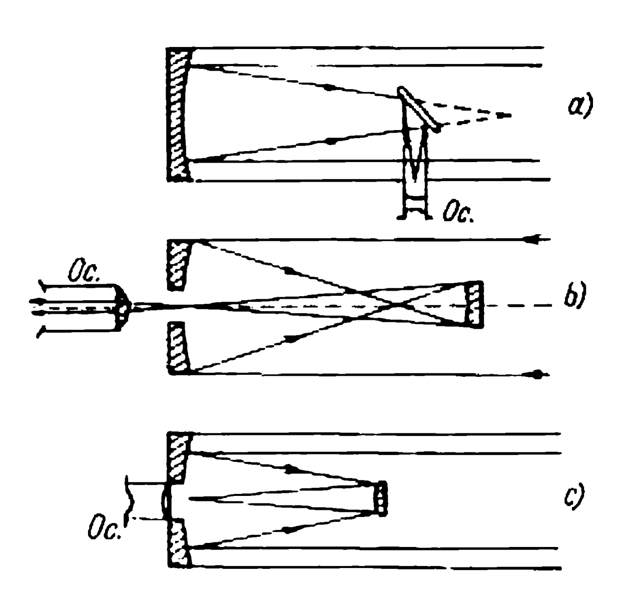



Fig. 94. Schémas des réflecteurs:
a) système de Newton: un miroir plan canalise la lumière vers l'oculaire latéral; b) système de Grégory: un miroir concave placé derrière le foyer du miroir principal allonge la distance focale générale pour canaliser la lumière à travers le trou central du miroir principal; c) système de Cassegrain: le même effet est obtenu à l'aide d'un miroir convexe placé devant le foyer du miroir principal.

Un réflecteur adapté à l'observation directe au foyer du miroir parabolique s'appelle *réflecteur à foyer direct.* Souvent on utilise des systèmes plus complexes; un miroir plan supplémentaire monté devant le foyer peut déplacer latéralement le foyer au dehors du télescope (foyer de Newton). Un miroir convexe placé devant le foyer permet de rendre plus grande la longueur focale et de placer le foyer dans le trou percé au centre du miroir principal (foyer de Cassegrain), etc. Quelques systèmes complexes des réflecteurs sont représentés sur la figure 94. Ils se prêtent mieux au montage des appareils de réception, mais les pertes de lumière y sont grandes par suite des réflexions supplémentaires.

Un problème technique complexe est celui de la visée de l'objet et de sa localisation. Les observatoires modernes sont munis d'instruments depuis quelques dizaines de centimètres jusqu'à quelques mètres d'ouverture, alors que le miroir du réflecteur du Mont Palomar (Etats-Unis) est de 5 m d'ouverture. Le plus grand réflecteur du monde de 6 m d'ouverture est en train d'être monté en U.R.S.S. au Caucase (près de la localité Zélentchoukskaïa).

La monture d'un instrument comporte toujours deux axes réciproquement perpendiculaires qui assurent le pointage de l'instru-

ment dans n'importe quelle direction du ciel. Dans la monture dite *azimutale* l'un des axes est dirigé vers le zénith, alors que l'autre repose dans le plan horizontal. On l'emploie pour de petits télescopes portables. Les grands instruments sont placés généralement sur des montures *équatoriales*, dont l'un des axes est pointé vers le pôle céleste (axe polaire), alors que l'autre repose dans le plan de l'équateur céleste (axe de déclinaison). Un télescope placé sur une monture équatoriale s'appelle *équatorial*.

Pour observer un astre dans un équatorial, il suffit de tourner ce dernier sur l'axe polaire dans le sens d'augmentation de l'angle horaire, puisque la déclinaison de l'astre reste invariable. Cette rotation est réalisée automatiquement par un mécanisme d'horloge. Il existe plusieurs types de montures équatoriales. Les instruments

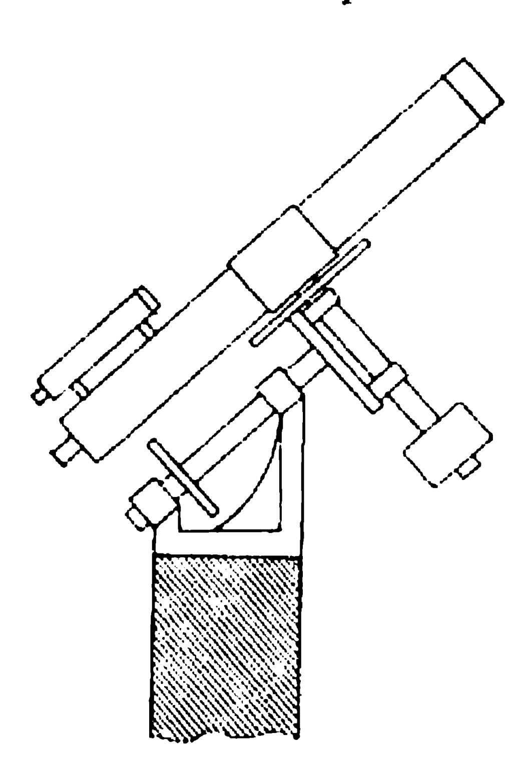


Fig. 95. Monture allemande.

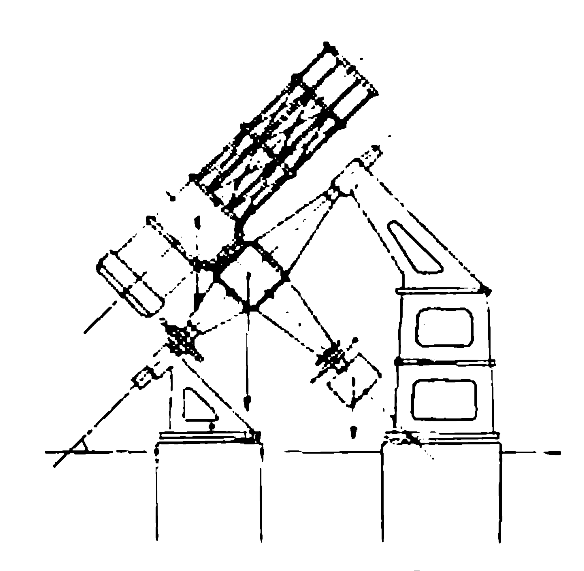


Fig. 96. Monture anglaise.

modestes (inférieurs à 50 ou 100 cm de diamètre) sont établis souvent sur une monture « allemande » (fig. 95) dans laquelle l'axe polaire et l'axe des déclinaisons forment une tête parallactique qui repose sur une colonne. L'axe des déclinaisons porte d'un côté de la colonne le tube et de l'autre, un contrepoids pour l'équilibre. La monture « anglaise » (fig. 96) se distingue de la monture allemande par l'axe polaire qui repose par ses extrémités sur deux colonnes, celle du Nord et celle du Sud, ce qui lui assure une assiette supplémentaire. Parfois dans la monture anglaise l'axe polaire est remplacé par un cadre rectangulaire dit berceau de façon que le tube se trouve à l'intérieur de ce berceau (fig. 97, *a*). Cette construction rend impossible la visée de la zone voisine du pôle. Si le pivot Nord (supérieur)

de l'axe polaire se fait en forme de fer à cheval (fig. 97, *b* et 98), cet inconvénient disparaît. Enfin, on peut supprimer la colonne Nord et son pivot. On obtient alors une monture « à fourche » (fig. 99 et 100).

Le fonctionnement du mécanisme d'horloge n'est pas toujours bien régulier; pour obtenir des clichés avec des poses durant parfois des heures, on est obligé de contrôler la précision du pointage de l'instrument et y apporter des corrections. Cette opération s'appelle

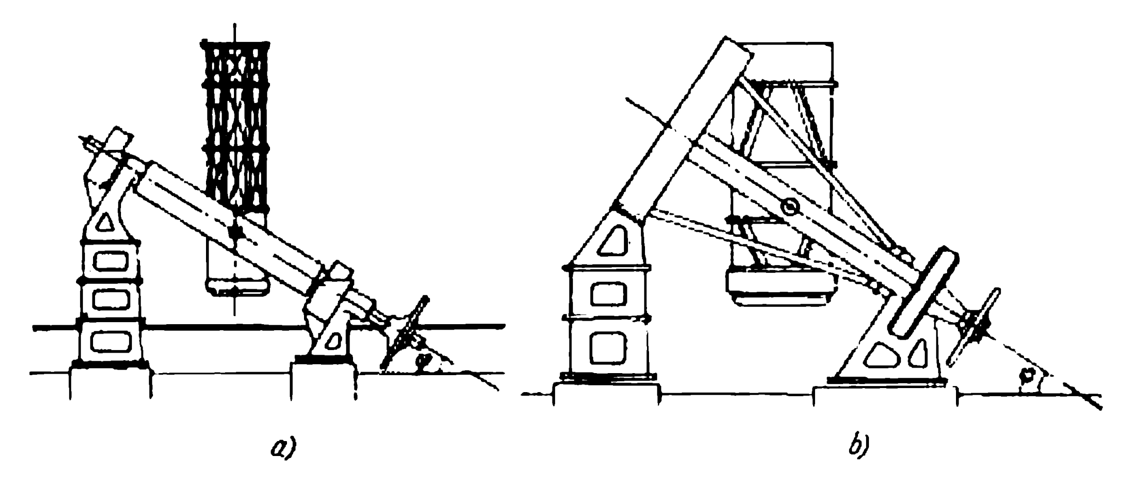



Fig. 97. Monture anglaise à berceau.

*guidage*. Le guidage est assuré par un petit instrument auxiliaire dit lunette de guidage, placé sur la même monture que le télescope principal.

Les calculateurs électroniques permettent en principe d'assurer la localisation précise d'un astre par une monture azimutale également en assurant une rotation uniforme sur les deux axes. Le premier grand réflecteur porté par une monture azimutale sera l'instrument soviétique de six mètres de diamètre.

De nombreux problèmes rélatifs à l'étude du Soleil exigent l'obtention des images de très grande échelle, c'est-à-dire des instruments à grande longueur focale. C'est pourquoi les télescopes prévus pour l'étude du Soleil se font souvent fixes. Dans ce cas, la lumière est dirigée dans le système optique de l'instrument par un dispositif spécial nommé *coelostat* (fig. 101). Le coelostat est un système de miroirs plans (généralement deux) qui réfléchit le faisceau de rayons lumineux émis par un astre toujours dans une direction invariable, malgré la rotation diurne du ciel. A cet effet, l'un des miroirs est animé d'un mouvement de rotation lente sur l'axe polaire reposant dans le plan du miroir, à la vitesse d'un tour par 48 heures dans le sens de la rotation diurne du ciel. Le rayon lumineux d'un astre fixe tournerait dans ce cas à une vitesse deux fois plus grande (du fait que l'angle de réflection est égal à l'angle d'incidence), c'est-à-dire à raison d'un tour par 24 heures. Puisque l'astre lui-même se déplace

à cette vitesse, la rotation est compensée et le rayon est reflété dans une direction invariable.

Il existe deux types principaux de grands instruments solaires, la *tour solaire* et le *télescope horizontal*. Dans la tour solaire le coelostat envoie le rayon verticalement en bas alors que le système optique qui forme l'image du Soleil est monté dans le plan vertical. Les appareils d'analyse spectrale sont placés dans le local du laboratoire à la base de la tour. Dans un télescope horizontal le coelostat dirige le rayon horizontalement et toutes les pièces optiques du système

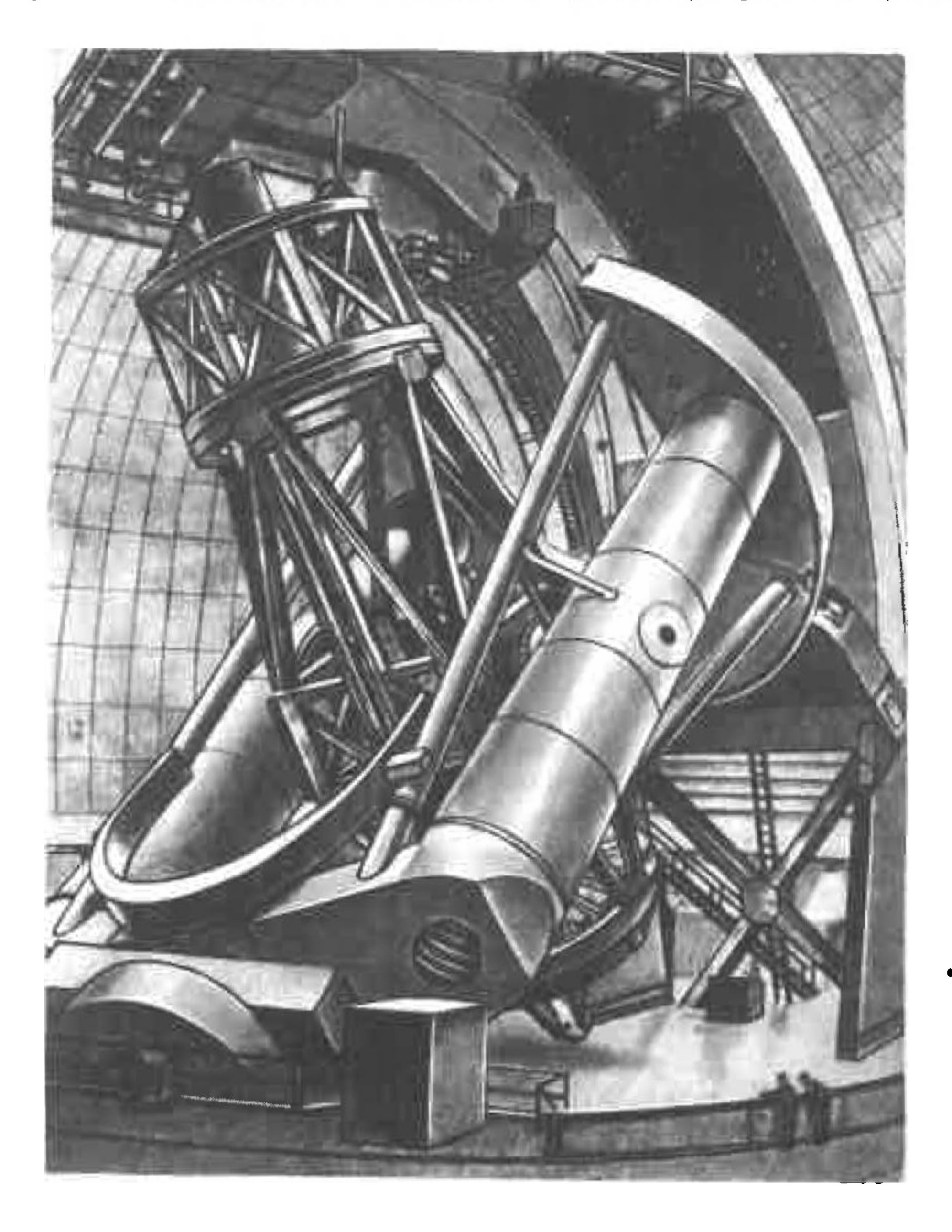


Fig. 98. Réflecteur de 5 mètres du Mont Palomar (Etats-Unis).

se montent dans le plan horizontal. Le télescope horizontal est beaucoup plus commode sous le rapport fonctionnel. Toutefois, l'influence des perturbations atmosphériques des couches circumterrestres sur la qualité des images est plus forte dans un télescope horizontal que dans une tour solaire.

Pendant longtemps les observations de la couronne, partie extérieure la plus raréfiée de l'atmosphère solaire, n'étaient possibles qu'aux moments très rares des éclipses solaires. La brillance de la couronne est $10^6$ fois plus faible que celle du disque solaire. Dans les conditions ordinaires, la diffusion de la lumière solaire dans l'atmosphère terrestre et dans l'instrument fait apparaître une auréole autour du Soleil qui rend impossible l'observation de la couronne.

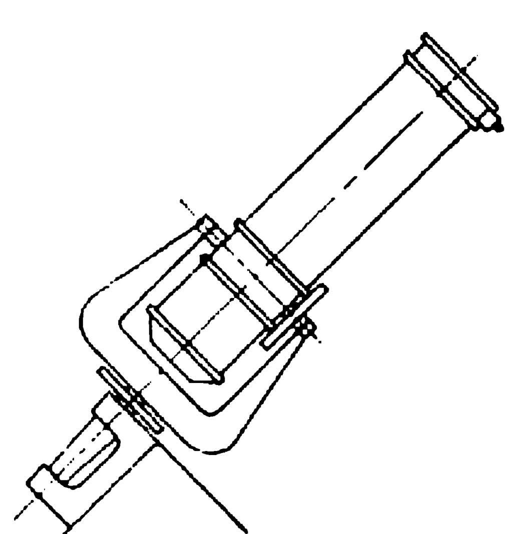


Fig. 99. Monture à fourche.

Pendant une éclipse totale, la Lune recouvre entièrement le disque solaire et dans le ciel assombri on voit s'allumer autour du disque noir de la Lune comme une couronne rayonnante de douce lumière, la couronne solaire. De nombreux astronomes et opticiens ont tenté de construire un télescope permettant d'observer la couronne solaire en l'abscence d'éclipses. Le premier qui a réussi à le faire a été l'astrophysicien français Lyot qui avait utilisé à cet effet un réfracteur muni d'un objectif à une lentille. Un tel système réduit au minimum la diffusion de la lumière dans le télescope. Pour affaiblir la diffusion atmosphérique, Lyot a placé son instrument qu'il a appelé *coronographe* haut dans les montagnes. Enfin, il a monté à l'intérieur du télescope une « Lune artificielle » qui cachait à l'observateur l'image du disque solaire. Toutes ces mesures ont permis d'observer la couronne de visu et de la photographier dans les rayons de ses raies d'émission les plus brillantes. De nos jours, les coronographes de ce type existent dans de nombreux pays et l'observation de la couronne fait partie du programme régulier du Service solaire. A la différence des télescopes solaires d'usage général, le coronographe est porté par une monture équatoriale usuelle, parce que le miroir d'un coelostat donnerait trop de lumière diffuse.

Il est logique de se demander ce qui limite *la qualité des images des astres dans un télescope*.

A première vue il semble que l'augmentation du grossissement (ou de l'échelle dans un télescope photographique) permette d'obtenir une image plus détaillée de disques planétaires, de séparer des

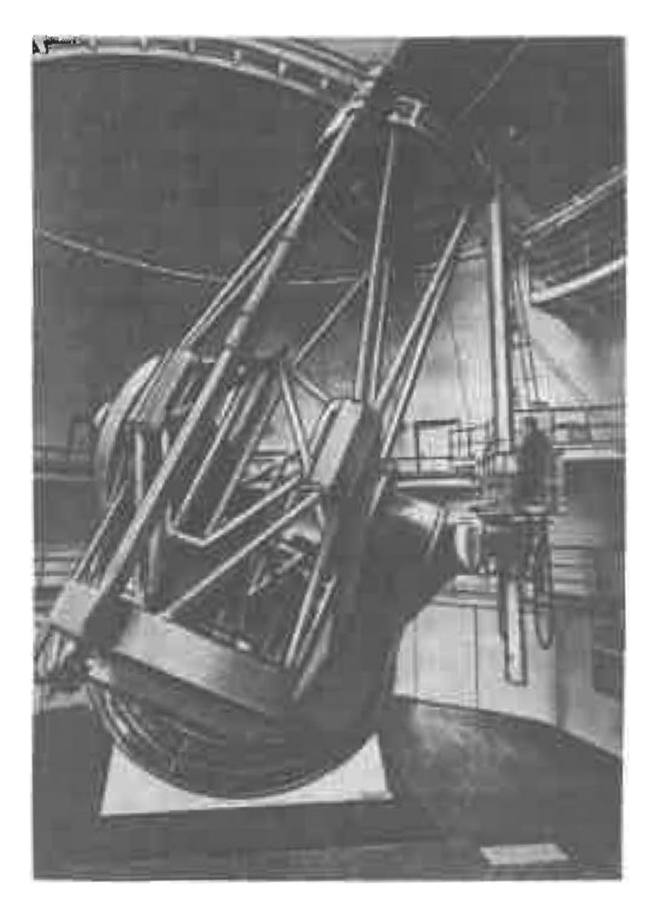


Fig. 100. Réflecteur G. Chaïne de 2,6 mètres de diamètre. Observatoire astrophysique de Crimée (Académie des Sciences de l'U.R.S.S.)

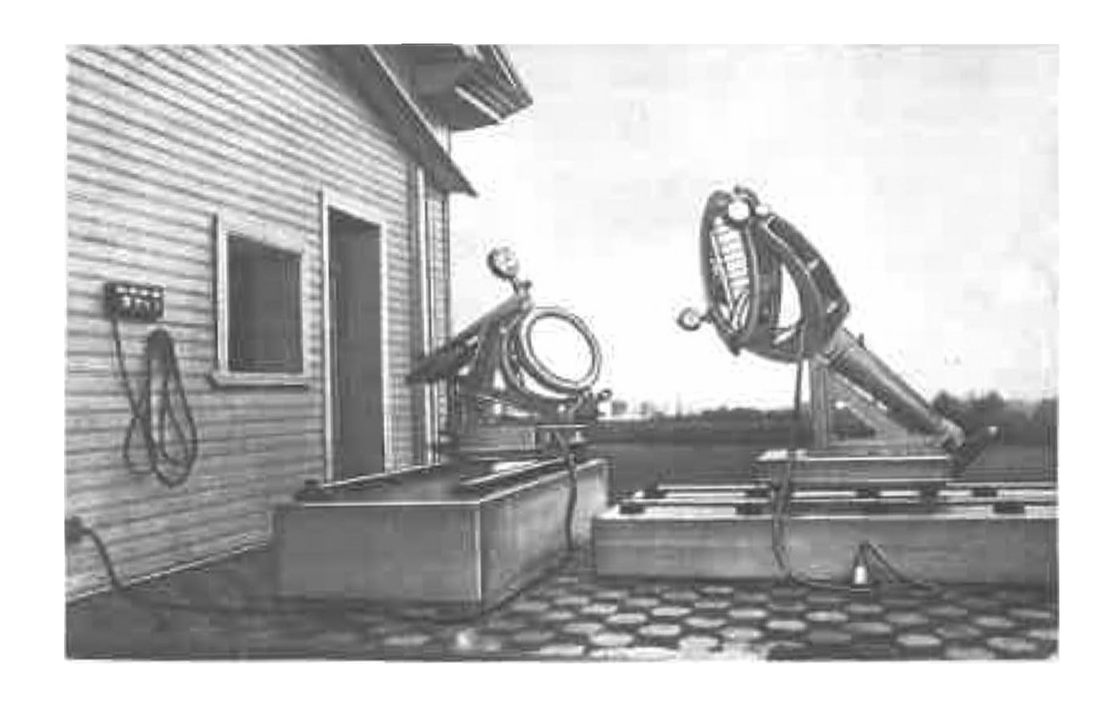


Fig. 101. Coelostat.

couples plus serrés des étoiles binaires, etc. Or, en fait il n'en est rien. On est en butte ici à une restriction de principe due au phénomène de diffraction qui consiste en un contournement par les ondes lumineuses des bords de l'objectif. La diffraction fait que même dans un objectif idéal l'image d'un objet ponctuel n'a pas la forme exacte d'un point. Au lieu d'un point on obtient une petite tache

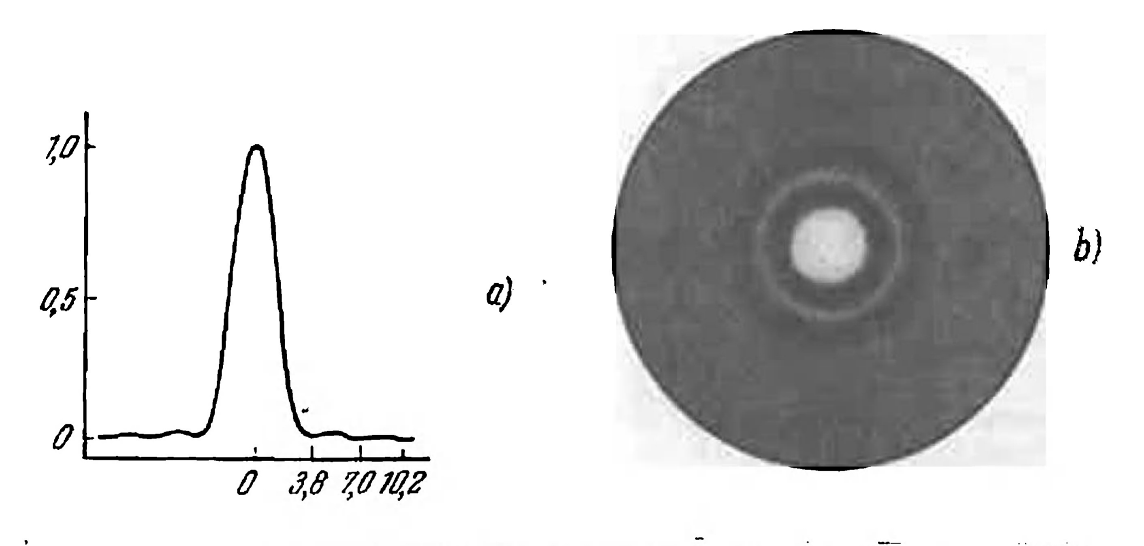



Fig. 102. a) Répartition de l'éclat dans l'image diffractée d'une source ponctuelle; b) photographie agrandie de l'image diffractée d'une source ponctuelle.

ronde entourée d'un système d'anneaux de diffraction dont l'intensité diminue avec l'éloignement du centre (fig. 102). Le diamètre angulaire de la tache centrale

$$\delta = \frac{\lambda}{D} \text{ radians}, \tag{8.6}$$

où $\lambda$ est la longueur d'onde et $D$, le diamètre du télescope. Si $\lambda = 0{,}55\ \mu$ (lumière verte) et $D = 100$ cm, alors $\delta = 0{,}55 \cdot 10^{-6}$ radian $= 0'',1$. Il est clair que deux points (deux étoiles voisines, par exemple) ne peuvent être séparés que si la distance entre eux est supérieure à $\delta$. L'angle $\delta$ minimal s'appelle *limite de résolution* ou *pouvoir séparateur* d'un télescope. En pratique, la limite de résolution de grands télescopes est déterminée par un autre facteur, *l'agitation atmosphérique.*

Cette agitation a pour origine l'inhomogénéité optique et la turbulence de l'atmosphère. De petites masses d'air isolées se déplacent les unes par rapport aux autres, la pression dans ces masses varie, et il en résulte que le pouvoir réfracteur diffère suivant les points différents de l'atmosphère. Le rayon en passant par l'atmosphère subit la réfraction et la déviation, la valeur et la direction

de cette déviation changeant avec le temps. La dimension minimale de l'inhomogénéité ou des remous d'air étant de 10 cm, si le diamètre du télescope dépasse nettement 10 cm, l'image obtenue de l'étoile est floue. Si le diamètre du télescope est plus petit, l'image toute entière est dégradée par des fluctuations. L'image d'une étoile rendue floue par l'agitation atmosphérique s'appelle *disque d'agitation*. Le diamètre du disque d'agitation dépend des conditions naturelles locales ainsi que des dimensions et de la construction du télescope et de l'observatoire.

Les corps cosmiques rayonnent l'énergie électro-magnétique dans une très large plage de fréquences, depuis les rayons gamma jusqu'aux ondes radio les plus longues (cf. § 102). Le rayonnement radio émis par des objets cosmiques est capté par des installations spéciales appelées *radiotélescopes*, composées d'une antenne et d'un récepteur très sensible. De nos jours, le rayonnement radio cosmique est étudié dans les longueurs d'onde allant d' un millimètre jusqu'à plusieurs dizaines de mètres. Les *antennes* des radiotélescopes prévus pour des ondes millimétriques, centimétriques, décimétriques et métriques, constituent le plus souvent des réflecteurs paraboliques analogues aux miroirs des réflecteurs astronomiques ordinaires. Un dispositif focal placé au foyer du paraboloïde recueille le rayonnement dirigé sur ce dispositif par le miroir. Le dispositif focal transmet l'énergie collectée à l'entrée du récepteur et après amplification et détection le signal est enregistré sur la bande d'un appareil de mesure électrique.

Les miroirs des radiotélescopes n'imposent pas une aussi grande précision de fabrication que les télescopes optiques. Pour éliminer les perturbations, l'écart de la forme parabolique d'un miroir ne dépasse pas, comme nous l'avons déjà dit, $\lambda/8$ ; or, dans la gamme radio, les longueurs d'onde $\lambda$ sont beaucoup plus grandes que dans la plage optique. Ainsi, pour une onde $\lambda = 10$ cm, il suffit que la précision du miroir ne soit pas inférieure à 2 cm. Plus même, un miroir de radiotélescope peut se faire non pas en tôle pleine mais en posant un grillage métallique sur une charpente qui lui donne une forme à peu près parabolique. Enfin, il existe des radiotélescopes à miroir fixe dans lesquels la rotation du miroir est remplacée par déplacement du dispositif focal dans les limites de 10 à 20°. Ces particularités font que les radiotélescopes peuvent être bien plus grands que les télescopes optiques.

La plus grande antenne radioastronomique de 300 m de diamètre (observatoire d'Arecibo à Porto-Rico) est une excavation naturelle dans le sol (cratère d'un volcan éteint) à laquelle on a donné la forme d'un paraboloïde qu'on a affermi par du béton recouvert ensuite d'un revêtement métallique (fig. 103). Certes, une antenne fixe pointée au zénith ne permet pas de capter le rayonnement radio parvenant de n'importe quel point de la sphère céleste ; mais la

rotation diurne de la Terre et la possibilité de déplacer le dispositif focal rendent accessible à l'observation une partie importante du ciel.

Les petits miroirs sont portés par une monture azimutale ou équatoriale. La plus grande antenne de ce type (100 m de diamètre, fig. 104). est celle de la République Fédérale d'Allemagne (Bonn). Les antennes géantes de ce type ne peuvent cependant pas fonctionner sur des ondes millimétriques, vu leur précision insuffisante (pour

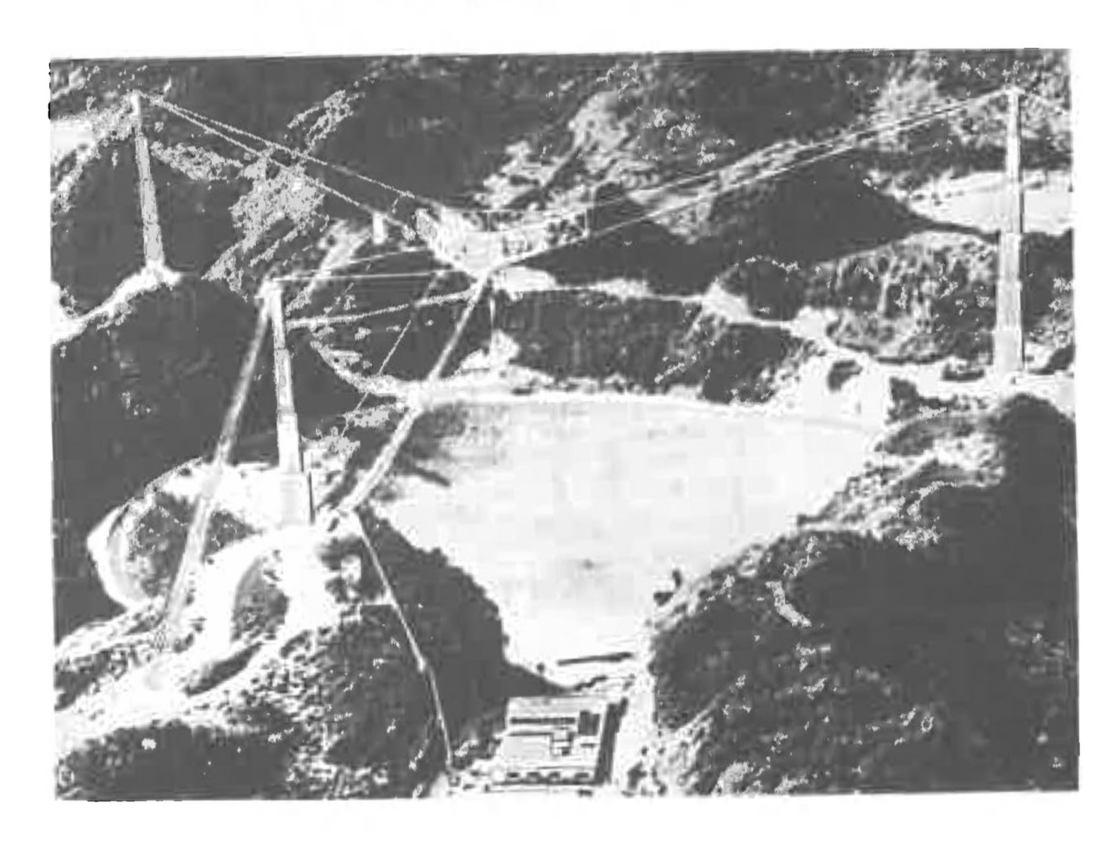


Fig. 103. Radiotélescope de 300 m de diamètre d'Arecibo (Porto-Rico). La coupe de l'antenne est constituée par une excavation naturelle (cratère d'un volcan éteint) à laquelle on a donné la forme exacte d'un paraboloïde).

un diamètre de quelques dizaines de mètres il est très difficile de réaliser une forme parabolique à quelques dizièmes de millimètre près). On rapporte aux instruments de haute précision pouvant travailler sur les ondes les plus courtes, les deux radiotélescopes soviétiques de 22 mètres, l'un de l'Institut Physique P. Lébédev (cf. fig. 105) et l'autre de l'observatoire astrophysique de Crimée.

Pour décrire le pouvoir séparateur d'un radiotélescope, on emploie une caractéristique spéciale, le diagramme de rayonnement ou le diagramme polaire. On appelle diagramme de rayonnement la relation entre la sensibilité du télescope et la position de la source ponctuelle de l'émission radio par rapport à l'antenne. Le diagramme de

rayonnement d'un radiotélescope à antenne parabolique symétrique est symétrique par rapport à son axe. Ce diagramme se présente à peu près comme sur la figure 106. Le pouvoir séparateur d'un radiotélescope (c'est-à-dire l'angle minimal entre deux sources enregistrées comme des sources séparées) est égal environ à la largeur « à demi-puissance » du diagramme de rayonnement (angle δ de la figure 106). La cause physique qui limite le pouvoir séparateur théorique est la diffraction, de même que dans les télescopes optiques.



**Fig. 104. Radiotélescope de 100 m de l'Institut radioastronomique Max Planck (Bonn, RFA).**

Les longueurs d'onde dans la plage des ondes radio étant très grandes, les miroirs des radiotélescopes, malgré leurs dimensions considérables, cèdent quant à leur pouvoir séparateur aux miroirs



Fig. 105. Radiotélescope de précision de 22 m de l'Institut physique P. Lébédev de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S.

optiques. Ainsi, l'antenne de 300 m d'Arecibo n'assure sur sa longueur d'onde de 70 cm qu'un pouvoir séparateur angulaire

$$\delta = \frac{0,7}{300} = 2,3 \cdot 10^{-3} \text{radian} \approx 10',$$

c'est-à-dire il est des centaines de fois plus faible que la limite pratique moyenne d'un télescope optique (1 à 2″). Il existe pour autant

un moyen qui permet en principe d'égaliser la limite de résolution des deux types de télescopes. On peut le faire à l'aide d'un interféromètre.

L'*interféromètre* le plus simple (fig. 107) est un système de deux antennes placées à une certaine distance $a$ appelée base. Les dispositifs focaux des deux antennes transmettent les signaux par câble (« feeder ») à l'entrée d'un récepteur, le même pour les deux antennes.

L'onde électromagnétique est captée par l'antenne $A_1$ avec un retard par rapport à l'antenne $A_2$. Si ce retard (« différence de marche ») est égal à un nombre entier de longueurs d'onde

$$b = a \cos \alpha = n\ \lambda,$$

les signaux à l'entrée du récepteur s'ajoutent, car ils arrivent en phase. Mais si

$$b = \left(n + \frac{1}{2}\right) \lambda,$$

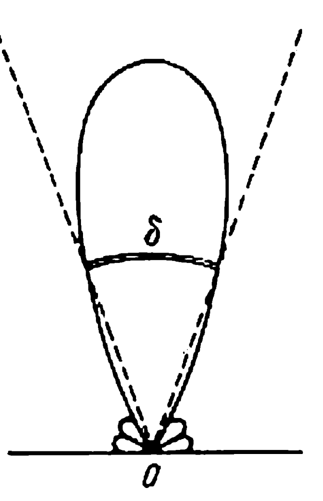
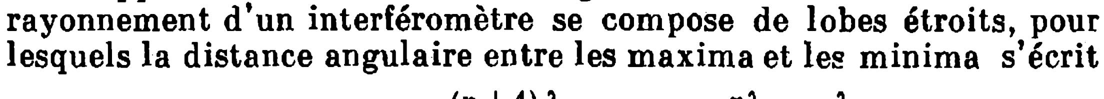


Fig. 106. Diagramme de rayonnement d'une antenne.

les signaux se retranchent, les phases étant alors opposées. En définitive le diagramme de rayonnement d'un interféromètre se compose de lobes étroits, pour lesquels la distance angulaire entre les maxima et les minima s'écrit



$$\Delta\theta = \arc\sin \frac{(n+1)\lambda}{a} - \arc\sin \frac{n\lambda}{a} \approx \frac{\lambda}{a} \qquad (8.7)$$

dans la direction parallèlle à la base. Ces lobes se superposent sur le diagramme de rayonnement d'une antenne isolée prise à part et le diagramme total (ou plus précisément, sa section par un plan passant par la ligne de base) a la forme de la figure 107.

La distance $a$ peut être prise très grande

$$a \gg D;$$

et c'est pourquoi les interféromètres permettent de séparer des sources ponctuelles très serrées.

Lorsqu'on observe avec une seule antenne, l'enregistrement d'une source ponctuelle a la forme de la figure 108, $a$ ; les observations réalisées avec un interféromètre donnent le diagramme de la figure 108, $b$. Si les dimensions angulaires de la source sont beaucoup plus grandes que $\Delta\theta$, l'interféromètre n'enregistre pas la source. En modifiant la longueur de la base on peut déterminer les dimensions et la distribution de la brillance de la source le long d'une seule coordonnée. En effectuant les mêmes opérations de mesure pour une autre orientation de la base, on peut trouver la distribution de la brillance suivant une autre coordonnée.

Ces dernières années on a établi une méthode d'observations interférométriques avec utilisation de deux récepteurs isolés. Dans ce cas les antennes de l'interféromètre peuvent être portées à des milliers de kilomètres l'une de l'autre. A l'aide des systèmes de ce

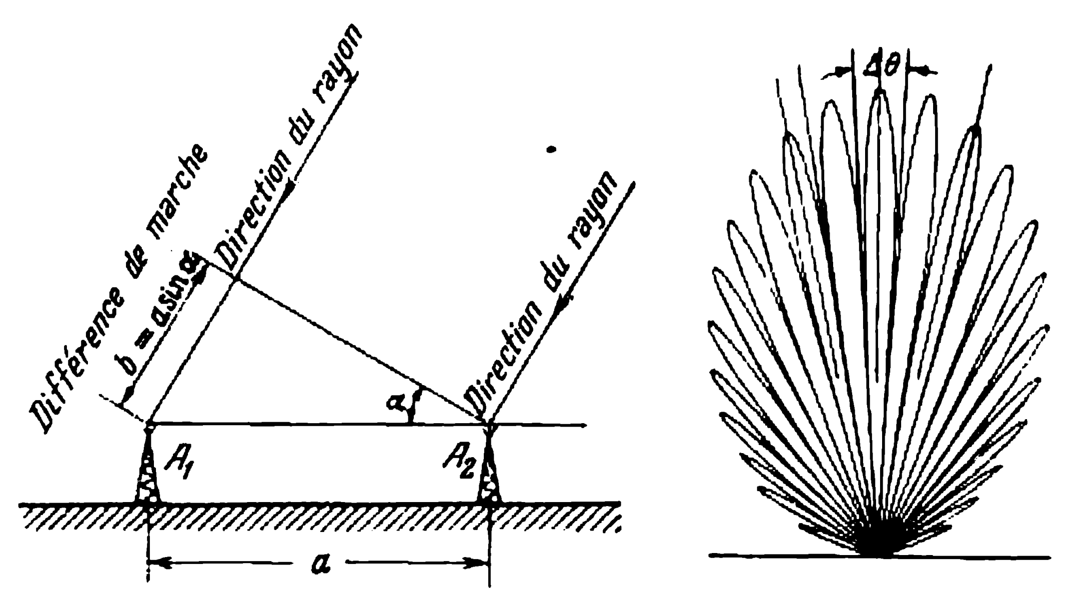



Fig. 107. Radio interféromètre: à gauche, schéma d'un interféromètre à deux antennes; à droite, son diagramme de rayonnement.

type on a réussi à obtenir la séparation angulaire de l'ordre de $10^{-4}$ de seconde d'arc, ce qui dépasse de beaucoup les résultats obtenus avec les télescopes optiques.

L'essor puissant des techniques radioastronomiques a fait que nous connaissons déjà le rayonnement radio du Soleil et de la Lune,

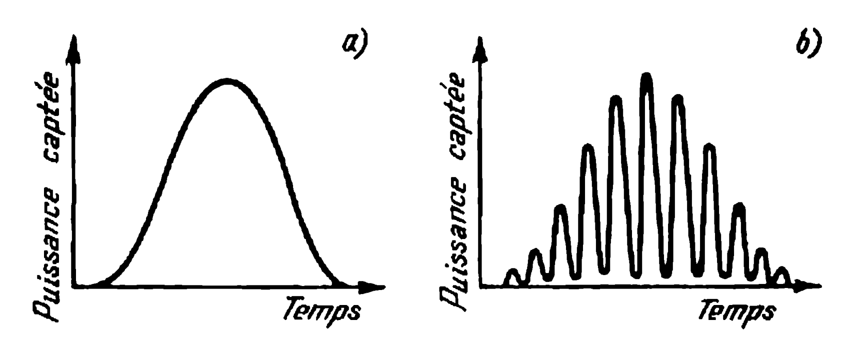



Fig. 108. Diagramme du rayonnement radio-électrique d'une source ponctuelle reçu.

a) sur une antenne simple; б) par un interféromètre à deux antennes.

des planètes du Système solaire depuis Mercure jusqu'à Uranus y compris, de nombreux objets de la Galaxie (vestiges de supernova, nébuleuses diffuses et planétaires, nuages d'hydrogène neutre et

ionisé, rayons cosmiques galactiques, des objets extragalactiques). Les observations radioastronomiques ont abouti à la découverte des objets extragalactiques de type nouveau que sont les quazars (cf. § 174). La recherche radioastronomique a permis d'obtenir des résultats très importants dans de nombreuses branches de l'astrophysique.

Du point de vue de l'observation, la gamme des ondes radio présente des avantages particuliers par rapport aux ondes optiques. Ainsi les ondes radio n'étant pas retenues par les nuages, les observations radiotélescopiques peuvent se poursuivre même par temps couvert. Par ailleurs, les radiosources même les plus faibles s'observent aussi bien le jour que la nuit, puisque dans la plage des ondes radio le Soleil n'« illumine » pas l'atmosphère terrestre.

### § 111. Œil comme récepteur de rayonnement

Dans l'astronomie moderne l'œil n'est plus le récepteur aussi largement utilisé qu'auparavant ; on y recourt surtout pour le guidage ou pour les observations astrométriques. Presque toutes les recherches astrophysiques se font à l'aide d'autres récepteurs. Le seul domaine astrophysique où les observations visuelles jouent encore un rôle important c'est l'étude des détails de la surface des planètes. A cet effet il faut chercher les rares instants pendant lesquels on peut obtenir des images de qualité, or ces instants ne durent parfois que quelques secondes. Ces quelques secondes suffisent à un observateur expérienté pour explorer et retenir (et de faire un croquis ensuite) la position et la forme de nombreux détails.

La sensibilité de l'œil dépend de la longueur d'onde. En moyenne, le rayonnement le mieux perceptible par l'œil est celui de la longueur d'onde $\lambda_m = 5550$ Å (vert). A mesure que l'on s écarte de $\lambda_m$ dans les deux sens, la sensibilité de l'œil diminue pour tomber à zéro au voisinage de 3900 Å et 7600 Å. Ce sont les limites violette et rouge de la plage visible du spectre. La relation entre la sensibilité du récepteur de rayonnement et la longueur d'onde s'appelle *courbe de sensiblité spectrale*. La caractéristique spectrale de l'œil est dite souvent *courbe de sensibilité de l'œil*. Ces courbes diffèrent quelque peu d'un observateur à l'autre. La courbe d'acuité visuelle moyenne pendant le jour adoptée par la convention internationale est donnée sur la figure 109,*a*. Le maximum de la courbe d'acuité visuelle nocturne est déplacé environ à 450 Å vers les ondes courtes.

Le flux minimal de rayonnement décelable par un récepteur s'appelle seuil de sensibilité. Le seuil de sensibilité de l'œil est très faible, près de $10^{-9}$ erg$\cdot$s$^{-1}$. Cela correspond à peu près à $10^3$ quanta/s. Pour atteindre une telle sensibilité, il faut que l'œil reste quelques instants dans l'obscurité pour s'adapter. Le phénomène

d'adaptation à l'obscurité consiste dans le fait que le diamètre de la pupille augmente, la sensibilité de la vue nocturne se rétablit et sur la rétine apparaît une nouvelle substance sensible à la lumière, le pourpre rétinien. Il en résulte que l'oeil devient sensible à une

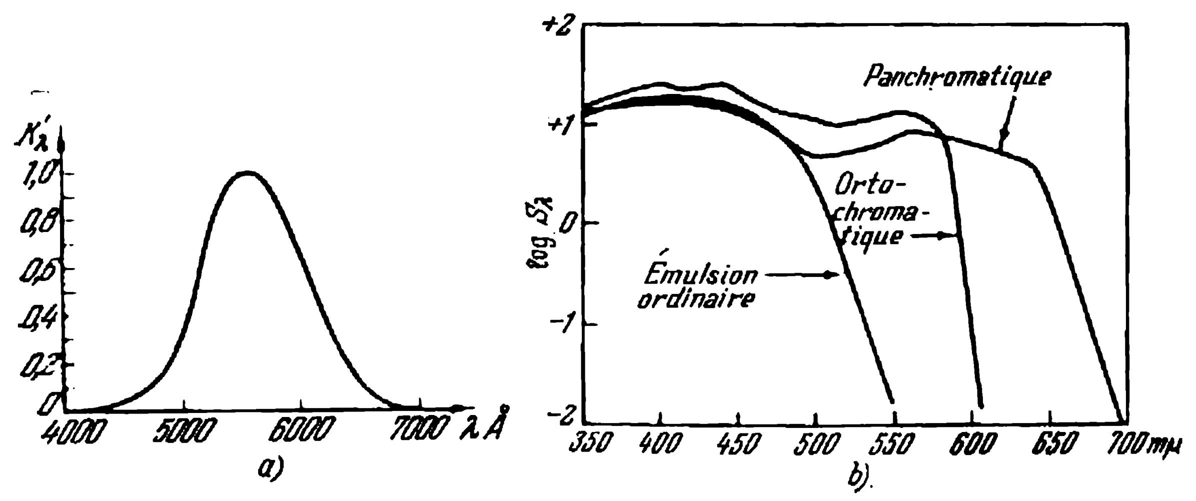



Fig. 109. a) Courbe de sensibilité de l'œil pendant le jour; b) caractéristiques spectrales des émulsions photographiques typiques.

lumière peu intense. La capacité de s'adapter permet à l'œil de voir dans un intervalle très large des éclairements (par exemple, du jour à la nuit, l'éclairement devient $10^6$ fois plus faible).

## § 112. Astrophotographie

Dès le milieu du XIX^e^ siècle on a commencé à utiliser en astronomie pour enregistrer les rayonnements la *méthode photographique*. De nos jours cette méthode est la plus employée dans l'astronomie optique. Grâce à de longues durées d'exposition des plaques ultrasensibles on obtient des clichés des objets très faibles, y compris de ceux qui sont pratiquement inaccessibles à l'observation visuelle. A la différence de l'œil, une émulsion photographique présente cet avantage qu'elle est capable de réaliser une accumulation durable des effets lumineux. Une autre propriété très importante de la photographie consiste à permettre à partir d'une pose unique d'enregistrer une image complexe qui peut contenir un très grand nombre d'éléments. Il est très important, enfin, que l'information fournie par la photographie ne dépend pas des propriétés de l'œil humain, comme c'est le cas des observations visuelles. Une fois obtenu, le cliché se conserve tant que l'on veut et se prête à l'étude dans les conditions de laboratoire.

L'*émulsion photographique* est constituée de grains d'argent halogène (AgBr, AgCl, etc.; les sels employés diffèrent d'une émulsion à l'autre) en suspension dans la gélatine. L'action de la lumière

déclenche dans les grains de l'émulsion des phénomènes photochimiques complexes qui entraînent la précipitation de l'argent métallique. La quantité de l'argent précipité est d'autant plus grande que l'aire de l'émulsion donnée a reçu plus de lumière.

L'halogénure d'argent absorbe la lumière dans le domaine des $\lambda < 5000$ Å. Le domaine du spectre de 3000 Å à 5000 Å est dit parfois photographique (par analogie avec le domaine visuel, de 3900 Å à 7600 Å). Pour rendre l'émulsion sensible aux rayons jaunes et rouges, on y ajoute des colorants organiques ou sensibilisateurs qui étendent le domaine de la sensibilité spectrale. Les émulsions panchromatiques sont sensibilisées jusqu'à 6500 ou 7000 Å (en fonction de la nuance). Les courbes de la limite de sensibilité de différentes émulsions sont représentées sur la figure 109,b. Ces émulsions trouvent une large application en photographie astronomique et en photographie ordinaire. Bien plus rares sont les émulsions infrachromatiques sensibles aux rayons infrarouges jusqu'à 9000 Å et parfois même jusqu'à 13 000 Å.

Sur les clichés les étoiles ont l'aspect de petits disques. Le diamètre du disque, pour la pose donnée, est d'autant plus grand (fig. 110) que l'étoile est plus brillante. La différence entre les diamètres des images des étoiles n'est qu'un effet photographique et n'a rien à voir avec leurs dimensions angulaires réelles. Pour le déchiffrement scientifique des renseignements obtenus on n'emploie que des négatifs parce que l'impression compromet l'information fournie par ces négatifs. En astronomie on utilise aussi bien les plaques que les pellicules. L'emploi des plaques est indiqué surtout pour l'étude d'après les négatifs de la position relative des objets. En comparant les clichés de la même région du ciel, réalisés en l'espace des jours, mois ou années, on établit les changements survenus pendant ce temps. Ainsi, en comparant les clichés obtenus avec un intervalle de quelques jours, il est facile de déceler le déplacement de petites planètes et des comètes lorsque ces dernières se trouvent loin du Soleil et leur queue est encore visible. Les mouvements propres des étoiles ainsi que des caillots isolés de la matière interstellaire dans les nébuleuses gazeuses sont étudiés d'après les photographies réalisées à de grands intervalles de temps, allant jusqu'à plusieurs dizaines d'années. La variation de l'éclat des étoiles variables, les explosions des nova et des supernova, se découvrent aussi aisément en comparant les clichés pris à des moments différents.

Les changements de ce type sont étudiés à l'aide des appareils spéciaux, le *stéréocomparateur* et le *blink-microscope*. Le stéréocomparateur sert pour mettre en évidence les déplacements. C'est une sorte de stéréoscope dans lequel les deux négatifs faits à des époques différentes sont placés de façon que leurs images se confondent pour l'observateur. Si une étoile s'est déplacée d'une façon perceptible,

elle « sort » du plan de l'image. Le blink-microscope se distingue de l'appareil précédent par un obturateur spécial permettant de couvrir tantôt l'une tantôt l'autre image. Si cette opération se fait vite, il devient possible de comparer non seulement les positions mais



**Fig. 110. Photographie des étoiles et des nébuleuses de poussière de l'amas des Pléiades.**

Obtenue à l'aide d'un télescope à ménisque de Maksoutov de l'observatoire astrophysique d'Alma-Ata ($F = 50$ cm ; $F/D = 2,4$).

encore les grandeurs des images stellaires des deux plaques. Les variations de position ou d'éclat se découvrent alors facilement. La mesure précise de la position des étoiles sur les plaques se fait à l'aide des appareils de mesure des coordonnées.

Le *noircissement du négatif* se détermine approximativement par le produit de l'*éclairement E* par le temps de pose *t*. Cette loi s'appel-

le loi de réciprocité. Elle n'est valable que dans un intervalle limité d'éclairement. Pour chaque nuance de l'émulsion on peut indiquer l'éclairement ou les poses tels que cette loi soit la plus efficace. En particulier, les pellicules photographiques et cinématographiques très sensibles prévues pour de petites durées d'exposition ne conviennent pas aux longues durées utilisées en astronomie.

La photographie permet de réaliser l'étude photométrique des objets astronomiques, c'est-à-dire déterminer quantitativement leur brillance et leur éclat. A cet effet il faut connaître la relation entre le noircissement du négatif et l'éclairement, c'est-à-dire réaliser l'étalonnage du cliché. Pour mesurer le noircissement, il faut laisser passer par le négatif un flux lumineux dont l'intensité est connue. Alors, le noircissement $D$ peut être exprimé par la densité optique du négatif

$$D = \log \frac{I_0}{I}, \qquad (8.8)$$

où $I_0$ est l'intensité du faisceau incident ; $I$, l'intensité du faisceau qui a traversé le négatif. La relation

$$D = f(\log Et)$$

s'appelle *courbe caractéristique* (de noircissement) de l'émulsion (fig. 111). On peut dégager trois secteurs ou domaines de la courbe caractéristique : les sousexpositions, où la pente de la courbe diminue avec la diminution $Et$, les expositions normales, où la pente est maximale et la relation est presque linéaire, et les surexpositions où la raideur de la pente diminue avec l'augmentation de $Et$. Si le choix de la pose est correct, le noircissement doit correspondre au secteur linéaire. Pour construire la courbe caractéristique, on imprime sur l'émulsion quelques aires (10, généralement) dont l'éclairement vérifie un rapport établi à l'avance. Cette opération s'appelle *étalonnage* de l'émulsion.

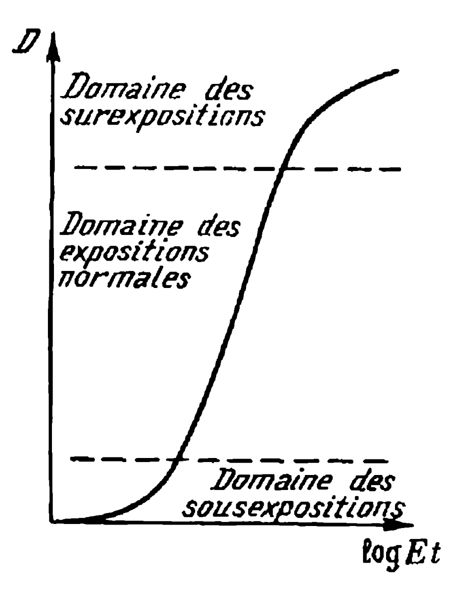


Fig. 111. Courbe caractéristique de l'émulsion photographique.

Si l'on conna t la courbe caractéristique on peut comparer les éclairements qui correspondent aux différents points du cliché, et dans le cas des objets étendus, tels que les nébuleuses ou les planètes, construire leurs isophotes. Cela suffit pour la photométrie relative (c'est-à-dire pour la mesure de la relation entre les brillances ou les éclats). Pour la photométrie absolue (c'est-à-dire pour la mesure des valeurs absolues de la brillance ou de l'éclat) en plus de l'étalonnage il faut procéder encore à la *standardisation*. A cet effet il faut impri-

mer sur l'émulsion une aire à brillance connue (pour des sources étendues) ou avoir un cliché comportant des étoiles de magnitudes connues. Dans la photométrie relative des objets ponctuels, l'étalonnage se fait généralement d'après les étoiles à éclat connu.

Pour mesurer le noircissement d'un négatif, on emploie des *microphotomètres* photo-électriques. Dans ces appareils l'intensité du flux lumineux traversant la plaque est mesurée par une cellule photo-électrique.

L'inconvénient majeur d'une plaque photographique en tant que récepteur de rayonnement est la relation non linéaire entre le noircissement et l'éclairement. De plus, le noircissement dépend des conditions du traitement. Il en résulte que l'erreur des mesures photométriques réalisées par la méthode photographique n'est pas inférieure généralement à 5 ou 7%.

## § 113. Récepteurs photo - électriques

Pour améliorer la précision de la photométrie, on emploie des cellules photo-électriques placées dans le foyer d'un télescope. Rappelons sommairement le principe physique de l'effet photo-électrique. Les métaux et les semi-conducteurs, en plus des électrons liés à des atomes isolés, possèdent des électrons libres qui peuvent se déplacer dans les limites du réseau cristallin. Un électron peut s'échapper du réseau cristallin s'il acquiert une énergie qui dépasse un seuil déterminé $W_0$. Cette grandeur s'appelle *travail d'extraction*. Un électron peut acquérir de l'énergie de différentes façons, par exemple, en absorbant un quantum de lumière. Les quanta d'énergie supérieure à $W_0$ peuvent chasser des électrons de la surface du matériau irradié. Ce phénomène s'appelle *effet photo-électrique externe* ou *émission photo-électronique*. Les quanta d'énergie supérieure à $W_0$ ne sont pas tous aptes à chasser un électron. Le pourcentage des quanta qui peuvent chasser des électrons s'appelle *rendement quantique*. Dans le cas général le rendement quantique est inférieur à 50 %. Le phénomène de l'émission photo-électrique externe est utilisé dans les *cellules photo-électriques à effet externe* qui sont des appareils à vide à deux électrodes (fig. 112). L'une des électrodes (négative) est la *photocathode*, l'autre (positive) est l'*anode*. Le flux lumineux en frappant la photocathode en chasse des électrons attirés par l'anode

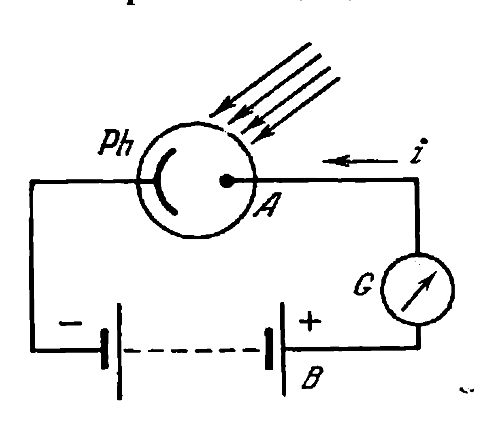


Fig. 112. Schéma de mise en circuit d'une cellule photo-électrique à effet externe.

*Ph* — photocathode ; *A* — anode ; *G* — galvanomètre ; *B* — batterie d'alimentation ; *i* —courant photo-électrique.

ce qui fait apparaître un courant photo-électrique mesuré par un appareil suffisamment sensible. Le courant photo-électrique est directement proportionnel au flux lumineux incident, et cette proportionnalité est observée dans des limites très larges. La sensibilité et la courbe de sensibilité spectrale de la photocathode ne changent pratiquement pas avec le temps. Ceci permet d'effectuer les mesures photométriques avec une précision très élevée (parfois à 0,1 % près), inaccessible pour la photographie. Grâce à la haute précision, les techniques photo-électriques sont très usitées en astrophysique moderne. On sait que l'énergie d'un quantum $\varepsilon = h\nu$. C'est pourquoi l'effet photo-électrique n'est possible que si la fréquence du rayonnement dépasse

$$\nu_0 = \frac{W_0}{h} \qquad (8.10)$$

(loi d'Einstein). La fréquence limite $\nu_0$ s'appelle *limite rouge de l'effet photo-électrique.* Elle dépend du matériau de la photocathode. Les métaux purs ont un travail d'extraction important, ils ne conviennent donc pas à la fabrication des photocathodes prévues pour des longueurs d'onde $\lambda > 3000$ Å employées pour les observations astronomiques à partir de la surface terrestre et dans la technique. A cet effet on a conçu des photocathodes spéciales à structure physico-chimique complexe qui assure un faible travail d'extraction. Les photocathodes modernes les plus répandues se font au cæsium antimoine, polyalcalines, au cæsium oxydé. Leurs courbes de sensibilité spectrale sont représentées sur la figure 113. Il n'existe pas de photocathodes travaillant sur des longueurs d'onde supérieures à 12 500 Å. Par suite d'un faible travail d'extraction une photocathode émet non seulement les photo-électrons mais aussi des thermo-électrons, c'est-à-dire ceux qui ont réussi à acquérir une énergie supérieure au travail d'extraction et à quitter la photocathode. Ils forment le courant d'obscurité thermo-ionique qui empêche la mesure des courants photo-électriques faibles.

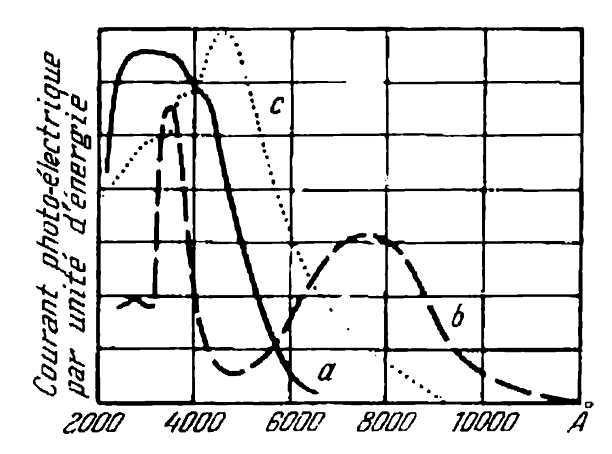



Fig. 113. Caractéristiques spectrales des cathodes photo-électriques: *a*) à l'antimoine-césium; *b*) au césium oxydé; *c*) polyalcaline.

Les cellules photo-électriques à effet externe sont actuellement d'un emploi relativement rare. Elles se sont vues remplacer par des récepteurs plus complexes: les *photomultiplicateurs.* Dans ces appareils on utilise le phénomène de l'*émission secondaire*: un électron d'énergie suffisante accéléré par un champ électrique en percutant une surface de faible travail d'extraction, peut en chasser quelques

électrons. De cette façon grâce à l'émission secondaire on peut amplifier le courant photo-électrique. Entre la photocathode *Ph* et l'anode *A* (fig. 114) d'un photomultiplicateur il y a un certain nombre d'émetteurs secondaires appelés dynodes ($D_1$, $D_2$, etc.). La forme et la disposition des électrodes dans un photomultiplicateur ainsi que les tensions qui leur sont appliquées sont telles que l'électron qui s'échappe de la photocathode parvient à la première dynode en chassant quelques électrons qui passent ensuite à la deuxième dynode où

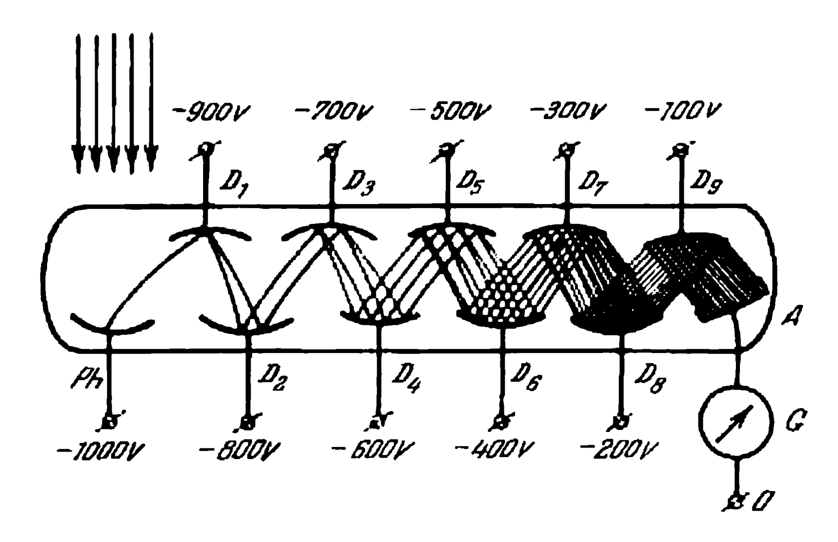



Fig. 114. Schéma de mise en circuit d'un photomultiplicateur à 9 cascades. *Ph* — photocathode; $D_1$ à $D_9$ — dynodes; *A* — anode; *G* — galvanomètre pour la mesure du courant anodique. Le schéma montre les trajectoires approximatives des électrons dans le système multiplicateur.

ils chassent un nombre encore plus grand d'électrons, etc. Finalement chaque photo-électron provoque à l'anode une avalanche d'électrons secondaires (de $10^8$ à $10^9$). Le photomultiplicateur est généralement suivi d'un appareil qui mesure le courant anodique moyen ou d'un compteur d'impulsions isolées qui constituent le courant anodique. Etant donné que chaque impulsion correspond à un photo-électron, cette méthode s'appelle méthode de comptage d'électrons. De même que dans les cellules photo-électriques, les photomultiplicateurs donnent lieu également à un courant d'obscurité qui empêche la mesure des flux lumineux faibles.

Les appareils photométriques dans lesquels le récepteur est une cellule photo-électrique ou un photomultiplicateur s'appellent *photomètres électriques*. La figure 115 schématise un électrophotomètre stellaire, appareil prévu pour la mesure photo-électrique des magnitudes: *a*, diaphragme placé au foyer du télescope; *b*, oculaire coulissant avec le prisme pour la visée de l'étoile; *c*, luminophore radio-actif pour contrôler la constance de la sensibilité; *f*, filtre; *l*, lentille du champ qui projette sur la photocathode l'image de

l'objectif du télescope; *Ph*, photomultiplicateur; $B_1$, bloc d'alimentation du photomultiplicateur; $B_2$, bloc d'alimentation de l'amplificateur; *E*, enregistreur électrique qui matérialise les mesures sur une bande de papier animée d'une translation.

Au cours des mesures l'observateur fait entrer plusieurs fois l'étoile dans le champ du diaphragme, puis l'en éloigne. Lorsque l'étoile ne se trouve pas dans le champ du diaphragme, l'appareil enregistre la lecture que donne le fond du ciel défini par la lueur

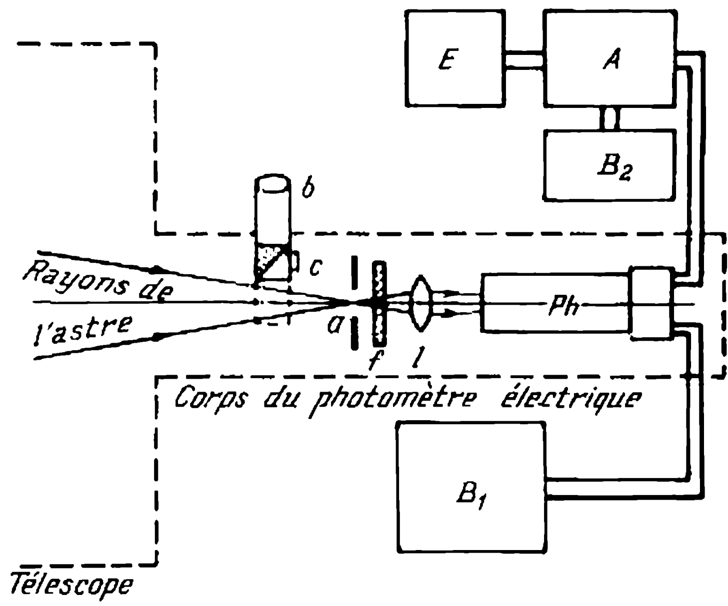



Fig. 115. Schéma bloc et schéma optique d'un photomètre électrique stellaire.

de l'atmosphère supérieure. Cette lecture est proportionnelle à la surface du diaphragme, ce dernier étant donc pris le plus petit possible. Lorsque l'étoile se trouve dans le champ du diaphragme, l'appareil enregistre la lecture totale fournie par le fond de ciel et l'étoile; en dépouillant les données, l'opérateur prend la différence des deux lectures. En comparant les lectures $n_1$ et $n_2$ obtenues pour deux étoiles quelconques, on peut obtenir la différence des magnitudes

$$m_2 - m_1 = -2{,}5 \log \frac{n_2}{n_1},$$

et d'après la magnitude connue d'une des étoiles, calculer celle de l'autre étoile. Pour éliminer l'influence de l'atmosphère, il faut soit comparer les étoiles qui se trouvent à la même distance zénithale, soit établir par des observations spéciales le coefficient de transparence de l'atmosphère.

Si les étoiles ne sont pas très faibles, un photomètre photo-électrique peut assurer une précision de $0^m{,}005$ à $0^m{,}01$ près. L'utilisation des filtres dans un photomètre permet de déterminer les caractéristi-

ques de couleurs des étoiles, et si l'on place sur la trajectoire optique un analyseur de polarisation, on peut mesurer avec une précision élevée la polarisation de la lumière stellaire.

Ces derniers temps, dans la pratique astronomique on utilise à une large échelle des *convertisseurs d'images électroniques* et des *systèmes de télévision*. Un convertisseur d'images (fig. 116) se compose de la photocathode *Ph*, de la lentille électronique *L* et de l'écran *E* luminescent sous l'action des électrons.

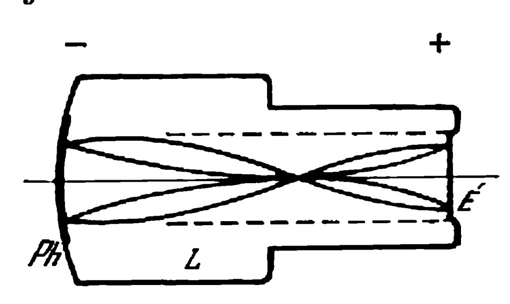



Fig. 116. Schéma d'un convertisseur d'images.

*Ph* — photocathode ; *L* — lentille électronique ; *E* — écran. Les trajectoires des photo-électrons sont approchées.

Une lentille électronique est une électrode chargée positivement qui accélère les électrons jusqu'à une énergie relativement grande et qui les fait se déplacer sur des trajectoires strictement définies, de sorte qu'un photo-électron chassé d'un point de la cathode vient frapper exactement le point de l'écran qui correspond au point de la cathode d'où il est sorti. Il se forme ainsi sur l'écran la même image que sur la cathode mais bien plus brillante. Le grand rendement quantique des photocathodes fait qu'en principe un convertisseur d'images permet de photographier avec des temps de pose plus courts que dans la photographie usuelle. Le gain est particulièrement grand dans le cas d'un convertisseur muni de cathodes au cæsium oxydé, par suite de la faible sensibilité des émulsions infrarouges.

Les systèmes de télévision aux tubes sensibles permettent également en principe d'enregistrer des images très faibles ; de plus le contraste peut être fortement amélioré. Pourtant, ces systèmes sont plus complexes et pour le moment peu utilisés dans la pratique astronomique.

Dans le domaine infrarouge du spectre ($\lambda > 1\mu$) le rayonnement est enregistré essentiellement par des *cellules photo-résistantes* ; ce sont des couches d'émulsion ou de cristaux de semi-conducteurs déterminés, dans lesquels la concentration ou la mobilité des porteurs de charge augmente avec l'irradiation. Ce phénomène s'appelle photoconductibilité ; il peut être utilisé pour enregistrer des rayonnements allant jusqu'à la plage millimétrique.

La limite rouge de la courbe de sensibilité spectrale des cellules photo-résistantes est définie par les propriétés concrètes du matériau constitutif. La sensibilité de ces cellules au domaine infrarouge du spectre fait qu'elles imposent généralement un refroidissement jusqu'à une température basse.

On peut obtenir également une sensibilité élevée pour l'infrarouge à l'aide de certains types de bolomètres refroidis dans l'hélium

liquide. Les bolomètres appartiennent à la classe des *récepteurs thermiques* dont l'action est basée sur l'augmentation de la température avec l'absorption du rayonnement. Les bolomètres utilisent la relation entre la résistance électrique et la température. On range également dans la catégorie des récepteurs thermiques les *couples thermo-électriques* et les *convertisseurs optico-acoustiques* dans lesquels le rayonnement est absorbé par un certain volume de gaz qu'il échauffe et dilate. Les couples thermo-électriques et les convertisseurs optico-acoustiques fonctionnent sans refroidissement et ne conviennent qu'à la mesure des flux de rayonnement relativement grands. Tous les récepteurs thermiques ont cet avantage sur les récepteurs photo-électriques que leur sensibilité ne dépend pas en principe de la longueur d'onde, c'est-à-dire qu'ils *ne sont pas sélectifs*.

## § 114. Appareils spectroscopiques

Nous avons vu au chapitre VII comment en étudiant les spectres des astres on peut obtenir des renseignements sur leur composition chimique, température, pression, rotation, etc. Dans ce qui suit

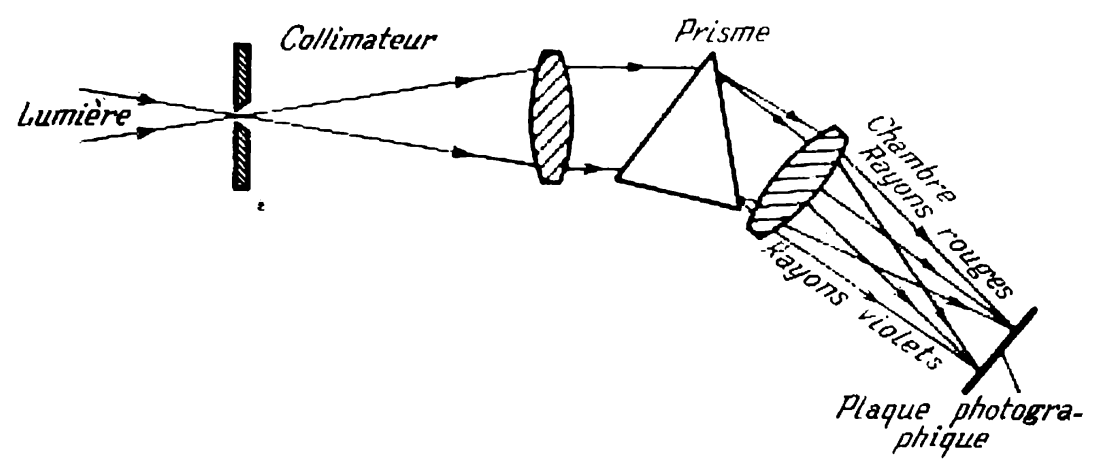



Fig. 117. Schéma optique d'un spectrographe à prisme.

nous étudierons les types principaux des spectrographes employés en astronomie. Les premières observations des spectres stellaires ont été réalisées au XIX$^e$ siècle par l'astronome italien Angelo Secchi. Après lui, bien d'autres astronomes se sont penchés sur les problèmes de l'analyse spectrale. Au début on utilisait un spectroscope visuel, puis on a commencé à photographier les spectres, actuellement on les enregistre par des méthodes photo-électriques. Les appareils réservés à l'étude photographique des spectres s'appellent *spectrographes*, et ceux prévus pour les enregistrer par des méthodes photo-électriques, *spectromètres*.

La figure 117 représente le schéma d'un spectrographe à prisme. Devant le prisme est placée une fente et un objectif qui forment le

collimateur. Le collimateur envoie sur le prisme un faisceau de rayons parallèles. Le pouvoir réfracteur du matériau du prisme dépend de la longueur d'onde. Après avoir traversé le prisme, les faisceaux parallèles associés à des longueurs d'onde différentes bifurquent sous des angles différents et le deuxième objectif (chambre) forme dans le plan focal le spectre qui est photographié. Si dans le plan focal de la chambre on place une deuxième fente, le spectrographe se transformera en *monochromateur*. En déplaçant la deuxième fente dans le sens du spectre ou en tournant le prisme, on peut dégager des intervalles plus ou moins étroits du spectre. Si maintenant derrière la fente du monochromateur on place une cellule photo-électrique, on obtient un spectromètre.

Actuellement en plus des spectrographes et des spectromètres à prisme on emploie largement aussi des spectrographes à *réseau de diffraction*. Dans ces derniers, pour la dispersion du spectre, on emploie non pas le prisme mais un réseau de diffraction. On utilise le plus fréquemment des réseaux de diffraction par réflexion.

Un réseau par réflexion est un miroir aluminié sur lequel sont portés des traits parallèles. La distance entre les traits (pas du réseau) et leur profondeur sont comparables avec la longueur d'onde. Par exemple, les réseaux de diffraction prévu pour la plage visible du spectre se font souvent avec un pas de 1,66 μ (600 traits par millimètre). Les traits doivent être droits et parallèles sur toute la surface du réseau et avoir le pas d'une précision très élevée. C'est pourquoi la fabrication des réseaux par réflexion est la plus difficile des opérations optiques.

En obtenant un spectre à l'aide d'un prisme, on utilise le phénomène de réfraction de la lumière à la surface de séparation de deux milieux. L'action du réseau de diffraction repose sur d'autres phénomènes, notamment sur la diffraction et l'interférence de la lumière. Sans entrer dans le détail du fonctionnement d'un réseau de diffraction (étudié en physique), nous indiquerons seulement qu'à la différence d'un prisme, il donne non pas un mais plusieurs spectres. Il en résulte, par rapport au prisme, des pertes de lumière définies. Pour cette raison longtemps les réseaux de diffraction n'étaient utilisés que pour l'étude du Soleil. L'inconvénient indiqué a été éliminé par l'opticien américain Wood. Il a proposé de donner aux traits du réseau un profil spécial, tel que la plus grande partie de l'énergie se trouve concentrée dans un seul spectre, alors que les autres restent très affaiblies. Les réseaux de ce type s'appellent réseaux *échelettes*.

La caractéristique principale d'un appareil spectroscopique est la *limite de résolution spectrale*

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda},$$

où $\Delta\lambda$ est l'intervalle minimal entre deux raies voisines enregistrées

comme des raies séparées. Plus la limite de résolution est grande, plus l'étude du spectre est détaillée et plus on obtient d'informations sur les propriétés de l'objet rayonnant. Les spectrographes à réseau de diffraction orienté, les autres conditions étant égales, peuvent assurer une limite de résolution plus poussée que les spectrographes à prisme.

Une autre caractéristique importante des spectrographes est la *dispersion angulaire*

$$C = \frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda}, \tag{8.11}$$

où $\Delta\alpha$ est l'angle entre les faisceaux parallèles qui ont traversé l'élément dispersif et dont la longueur d'onde diffère de $\Delta\lambda$. La quantité

$$C' = f\frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda}, \tag{8.12}$$

où $f$, longueur focale de la chambre, s'appelle *dispersion linéaire*; elle traduit l'échelle du spectre dans le plan focal de la chambre; on l'exprime soit en millimètres par angstrœm, soit (pour de faibles dispersions) en angstrœms par millimètre. Ainsi la dispersion d'un spectrographe de 250 Å/mm signifie qu'un millimètre du spectrogramme correspond à un intervalle de longueur d'onde de $\Delta\lambda = 250$ Å.

Les particularités du schéma optique et de la construction des spectrographes astronomiques dépendent dans une grande mesure de l'aspect concret des problèmes. Les spectrographes construits pour l'étude des spectres stellaires (*spectrographes stellaires*) se distinguent sensiblement des *spectrographes nébulaires* employés pour l'étude des spectres des nébuleuses. Les *spectrographes solaires* ont également leurs traits particuliers. Nous n'allons pas discuter sur ces différences en détail, signalons seulement que la limite de résolution réelle des appareils astronomiques dépend des propriétés de l'objet. Si l'objet est faible, c'est-à-dire si la lumière qu'il fournit est peu intense, son spectre ne peut pas être étudié en détail car avec l'augmentation de la limite de résolution la quantité d'énergie rapportée à chaque élément de résolution du spectre diminue. Il est donc évident que la limite de résolution la plus élevée est celle des spectrographes solaires. Dans les grands spectrographes solaires, elle atteint la valeur de $10^6$. La dispersion linéaire de ces appareils est de 10 mm/Å (0,1 Å/mm).

Lorsqu'on étudie les objets très faibles, on est obligé d'aller jusqu'à une limite de résolution de l'ordre de 100, ou même 10, et de dispersion de 1000 Å/mm. Par exemple, les spectres des étoiles faibles s'obtiennent à l'aide d'un prisme-objectif qui est le plus simple spectrographe astronomique. Le prisme-objectif est monté devant l'objectif d'un télescope; il en résulte que l'image des

étoiles est étendue en spectre. Le télescope sert de chambre et le collimateur devient inutile puisque la lumière stellaire nous parvient sous la forme d'un faisceau parallèle. Une telle conception réduit au minimum les pertes de lumière par absorption dans l'appareil. La figure 118 est une photographie du champ stellaire obtenue avec un prisme-objectif.

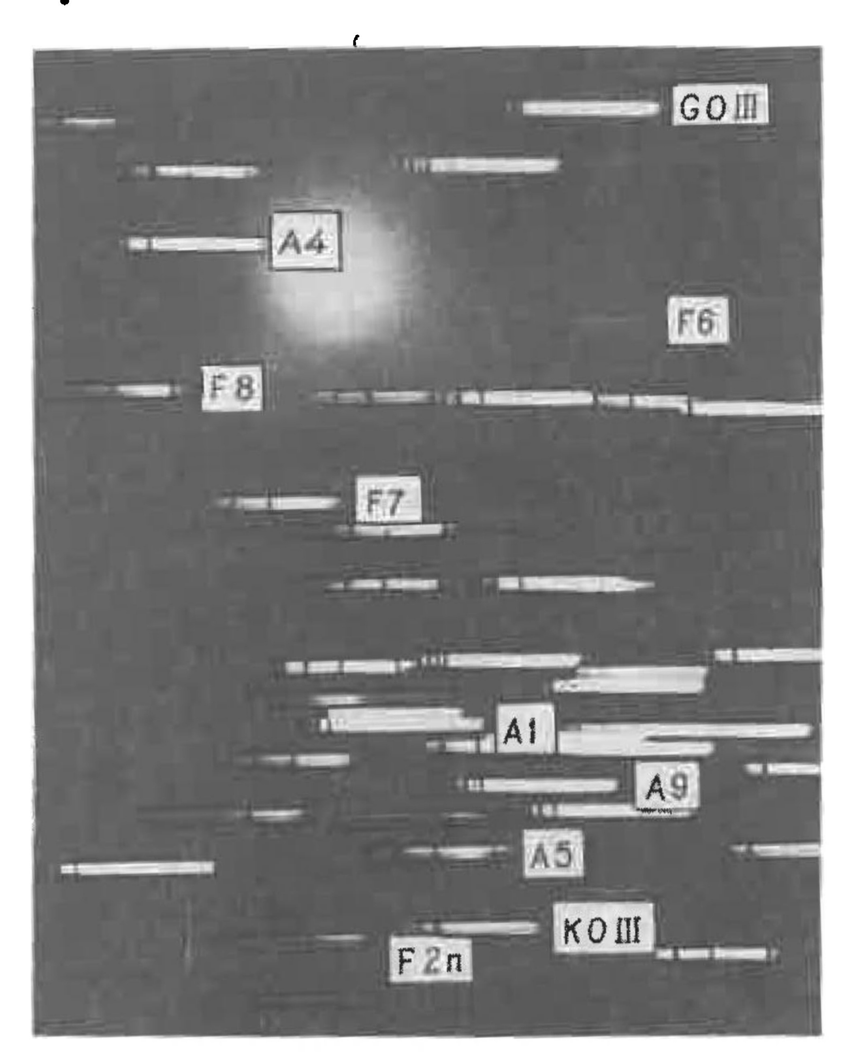



Fig. 118. Photographie des spectres stellaires obtenue avec un prisme-objectif. Pour certaines étoiles on a indiqué la classe spectrale.

Une idée grossière de la composition spectrale d'un rayonnement peut s'obtenir en utilisant les *filtres*. Dans les domaines photographique et visuel du spectre, on emploie souvent des filtres en verre coloré. La figure 119 représente les courbes qui donnent la relation entre la transparence et la longueur d'onde de certains filtres qui, combinés avec tel ou tel récepteur, permettent de dégager des secteurs ne dépassant pas quelques centaines d'angstrœms. Dans les filtres en

verre coloré on utilise la relation entre l'absorption de la lumière et la longueur d'onde. Les filtres de ce type s'appellent *filtres d'absorption*. Il existe des filtres dans lesquels le resserrement de l'étendue du spectre s'obtient en faisant appel à l'interférence de la lumière. On les appelle alors *filtres interférentiels*; ils permettent de ramener la largeur de la bande du spectre à quelques dizaines d'angstrœms. Des bandes du spectre encore plus étroites (d'environ 1 Å) s'obtiennent en utilisant des filtres *d'interférence et de polarisation*.

Les filtres à bandes étroites permettent d'obtenir des images d'un objet dans une région du spectre présentant un intérêt particulier, par exemple de photographier la chromosphère solaire dans les

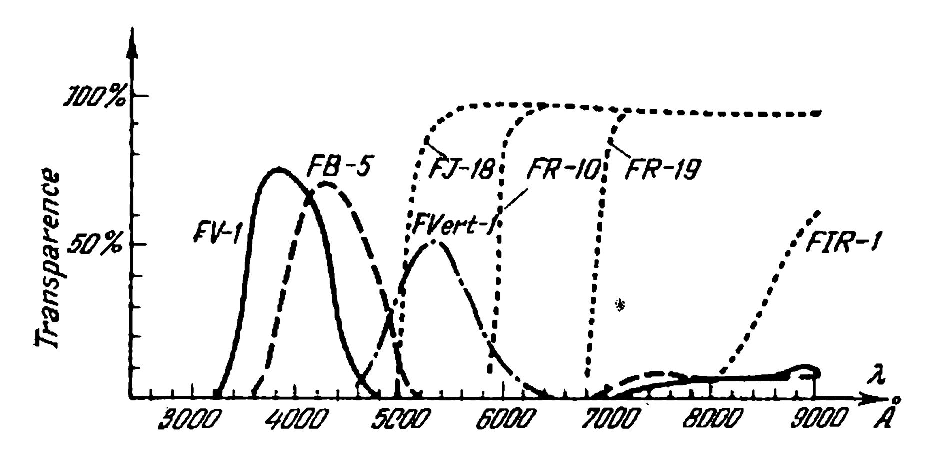



Fig. 119. Courbes de transparence de certains filtres en verre coloré.

rayons $H_\alpha$ (raie rouge de la série de Balmer du spectre d'hydrogène), la couronne solaire dans les raies verte et rouge, les nébuleuses gazeuses dans les raies d'émission.

Pour les études solaires, on a conçu des appareils qui donnent une image monochromatique dans une longueur d'onde quelconque. Ce sont le *spectrohéliographe* et le *spectrohélioscope*. Le spectrohéliographe est un monochromateur dans lequel derrière la fente de sortie est placée une plaque photographique. La cassette se déplace à une vitesse constante dans la direction perpendiculaire à la fente de sortie, à cette même vitesse également se déplace l'image du Soleil dans le plan de la fente de sortie. On comprend aisément que dans ce cas on obtient sur la plaque photographique une image du Soleil dans la longueur d'onde donnée, appelée spectrohéliogramme. Dans un spectrohélioscope on place avant la fente d'entrée et après la fente de sortie des prismes rotatifs à section carrée. Par suite de la rotation du premier prisme un certain secteur de l'image solaire se déplace par périodes dans le plan de la fente d'entrée. La rotation des deux prismes est accordée et lorsqu'elle est suffisamment rapide, en observant dans une lunette la deuxième fente on voit l'image monochromatique du Soleil.

Les récepteurs radioastronomiques ne peuvent pas généralement être accordés pour passer rapidement d'une longueur d'onde à une autre sans perte importante de sensibilité. On est donc obligé de reproduire le spectre des sources cosmiques de rayonnement radio d'après des mesures isolées des fréquences différentes. Ce mode peut suffire dans le cas d'un spectre continu si ce dernier est assez uniforme, mais il est difficile de déceler de cette façon les raies d'émission et d'absorption. Les raies radio monochromatiques (raie d'émission d'hydrogène neutre $\lambda = 21$ cm, raies d'absorption des molécules interstellaires) ont été découvertes seulement après qu'on les avait prédites théoriquement et calculé leurs longueurs d'ondes éventuelles.

## § 115. Recherches astrophysiques à partir des ballons et dans l'espace cosmique. Méthode de l'écho radar

Jusqu'au début des années 1940, les astronomes utilisaient pour leurs observations presque uniquement le domaine visuel du spectre et les marges adhérentes s'échelonnant environ de 3000 à 7000 Å. Après la deuxième guerre mondiale les méthodes d'exploration *radioastronomiques* ont connu un essor rapide. Les succès de cette branche ont montré toute l'importance des recherches dans de nouveaux domaines du spectre, de l'extension des observations à la plus grande plage possible des longueurs d'onde. Or, l'atmosphère terrestre est opaque dans la région allant de $\lambda < 3000$ Å et $15\mu < \lambda < 1$ mm. Il a fallu donc résoudre le problème des recherches astronomiques extra-atmosphériques.

Pour les rayonnements infrarouge et submillimétrique ($15\mu < \lambda < 1$ mm), la résolution de ce problème est en principe relativement simple. La substance essentielle qui absorbe le rayonnement infrarouge est la vapeur d'eau dont la concentration diminue rapidement avec l'altitude. A des altitudes de 25 à 30 km, l'atmosphère terrestre devient transparente pour ce rayonnement. Ces altitudes sont parfaitement accessibles aux ballons modernes dont la capacité de charge est suffisante pour porter un télescope assez grand allant jusqu'à 1 m de diamètre. Les observations réalisées à cette altitude ont également un sens pour le domaine visible du spectre, du fait que l'agitation atmosphérique ne limite plus ici le pouvoir séparateur du télescope. Le premier « télescope à ballon », le « Stratoscope-1 » de 50 cm de diamètre a été construit aux Etats-Unis pour photographier la granulation solaire. Un autre ballon, le « Stratoscope-2 », avec le télescope de 90 cm de diamètre, a été lancé pour étudier les spectres infrarouges des planètes et des étoiles. Les télescopes de ce type sont télécommandés en vol par radio à partir de la Terre. Des

caméras de télévision installées sur le chercheur, sur le guide et au foyer de Cassegrain permettent de pointer le télescope presque aussi sûrement que dans les conditions des observations à partir de la surface terrestre. En U.R.S.S. on a réalisé avec succès des vols des ballons avec un télescope solaire stratosphérique destinés à photographier la granulation solaire.

Dans les domaines ultraviolet et des rayons X du spectre l'absorption par l'atmosphère terrestre est si forte que l'exploration ne devient possible qu'à des altitudes de 100 km, ce qui peut se faire à l'aide des *fusées* et des *satellites artificiels* de la Terre. Les fusées employées à cet effet ont essentiellement un plafond de quelques centaines de kilomètres. Toutefois de nos jours ces tâches sont de plus en plus assumées par des satellites artificiels et des *stations interplanétaires automatiques*. Les fusées peuvent être lancées plus souvent, mais en revanche leur vol ne dure que quelques minutes. Les fusées et les satellites sont munis de petits télescopes à photomètres photo-électriques, de spectrographes, d'enregistreurs de détection du rayonnement X. Tous ces appareils fonctionnent automatiquement d'après un programme établi à l'avance ; les renseignements recueillis sont transmis par radio, ou dépouillés après l'atterrissage des fusées et des satellites récupérables. La tête d'une fusée porteuse d'équipement scientifique (module d'équipement) se détache généralement avant que la fusée entre dans les couches denses de l'atmosphère pour être descendue ensuite en parachute.

Une autre tendance importante associée au progrès des techniques astronautiques, c'est l'exploration du Système solaire au moyen des stations interplanétaires automatiques. Les stations soviétiques de ce type ont trois fois photographié la face invisible de la Lune (1959, 1965, et 1969). Le 3 février 1966 l'Union Soviétique a réalisé pour la première fois la pose en douceur d'une station automatique sur le sol lunaire et la transmission à la Terre des images de la surface lunaire (« Luna-9 »). Le 3 avril 1966 on a mis pour la première fois sur une orbite lunaire la station soviétique « Luna-10 ». Un large programme d'études lunaires est poursuivi également par les savants américains à l'aide des appareils du type « Ranger » (stations lunaires à atterrissage par impact), « Orbiter » (satellites artificiels de la Lune) et « Surveyor » (station à atterrissage en douceur).

Les vaisseaux cosmiques américains « Mariner-2 » et « Mariner-5 » ont passé à proximité de Vénus, alors que les stations « Mariner-4 », « Mariner-6 » et « Mariner-7 » ont passé tout près de Mars. On a réussi ainsi à observer ces planètes à partir d'un voisinage immédiat. De nombreux renseignements sur Mars ont été fournis par les mesures réalisées à l'aide des appareils portés par les premiers satellites artificiels, « Mars-2 », « Mars-3 » et « Mariner-9 ».

Les vols des stations interplanétaires automatiques « Vénus-4 », « Vénus-5 », « Vénus-6 », « Vénus-7 » et « Vénus-8 » se sont couron-

ués d'un succès tout particulier. Vu l'intérêt exceptionnel de ces expériences nous allons les décrire avec plus de détails. La tâche principale des stations interplanétaires automatiques était de déterminer les paramètres physiques essentiels de l'atmosphère de la planète (température et pression) et sa composition chimique. Les stations étaient composées d'un module orbital et d'une cellule

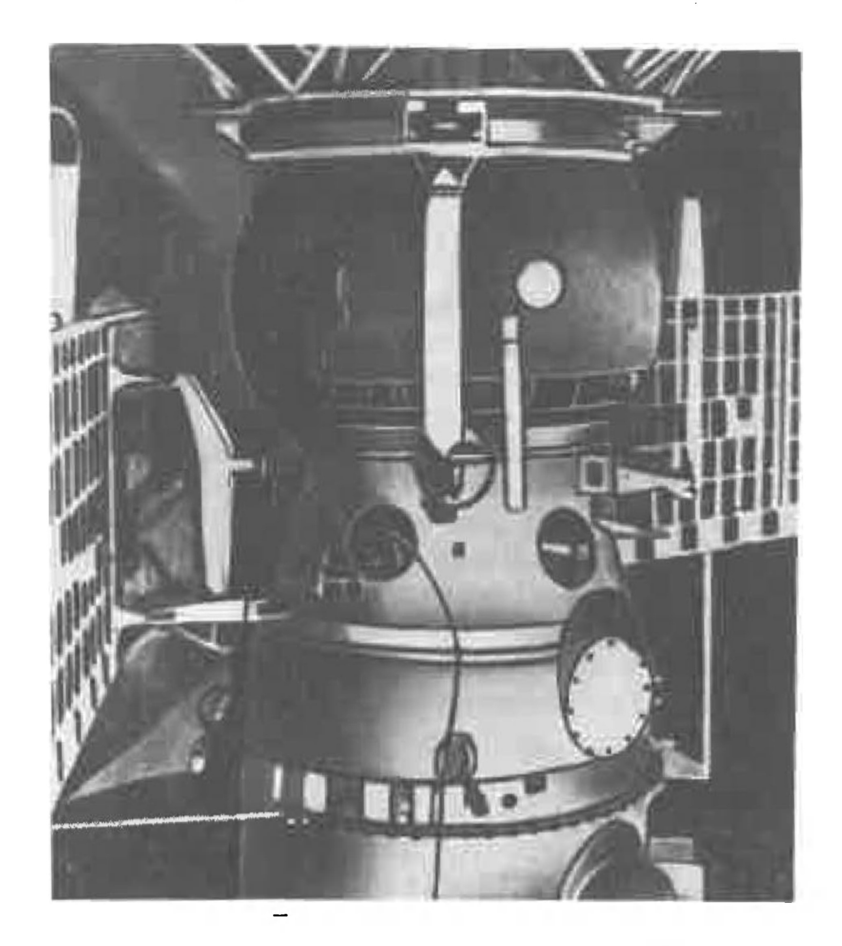


Fig. 120. Vue générale de la station « Vénus-4 ».

largable. La vue générale de la station « Vénus-4 » est représentée sur la figure 120. Le module orbital portait la cellule largable, les appareils scientifiques utilisés en cours de route, les batteries solaires, le complexe radio et les dispositifs nécessaires à la correction du vol, y compris un moteur-fusée à liquide. L'opération de correction consistait à corriger l'orbite à un moment défini du vol, lorsque la station était déjà assez loin de la Terre et on connaissait l'écart entre l'orbite réelle et l'orbite imposée.

Conformément au programme, les stations interplanétaires automatiques soviétiques ont pénétré dans l'atmosphère vénusienne à la deuxième vitesse cosmique pour être freinées avec la descente.

Au moment où les surcharges ont atteint une valeur imposée, la cellule largable s'est détachée du module orbital. La cellule largable était constituée d'une sphère de 1 m de diamètre à isolation thermique suffisante pour empêcher l'appareil de se consumer au cours du freinage. Lorsque la vitesse avait été ramenée à 300 m/s, le capteur de la pression extérieure a mis en action le parachute de freinage et le parachute principal qui ont ramené la vitesse à quelques mètres par seconde. En même temps s'ouvraient les systèmes d'antennes et se mettaient à fonctionner la sonde altimétrique et l'émetteur. Puis, à mesure que l'appareil descendait, il transmettait à la Terre les résultats des mesures de la pression, de la densité, de la température et de la composition chimique du milieu ambiant. Le vol dans l'atmosphère de Vénus et la pose sur le sol vénusien sont schématisés sur la figure 121.

En plus des mesures réalisées au cours de la descente de l'appareil dans les couches inférieures de l'atmosphère, des renseignements importants ont été fournis par les appareils scientifiques placés dans les cellules orbitales. Ces appareils ont mesuré la concentration des particules chargées dans le champ magnétique et le rayonnement ultraviolet sur la trajectoire du vol dans l'espace interplanétaire de même que dans les couches supérieures de l'atmosphère de Vénus.

La densité de l'atmosphère de Mars étant très faible, il est beaucoup plus difficile, par rapport à Vénus, d'y poser un appareil cosmique. La pose en douceur sur Mars a été réalisée pour la première fois

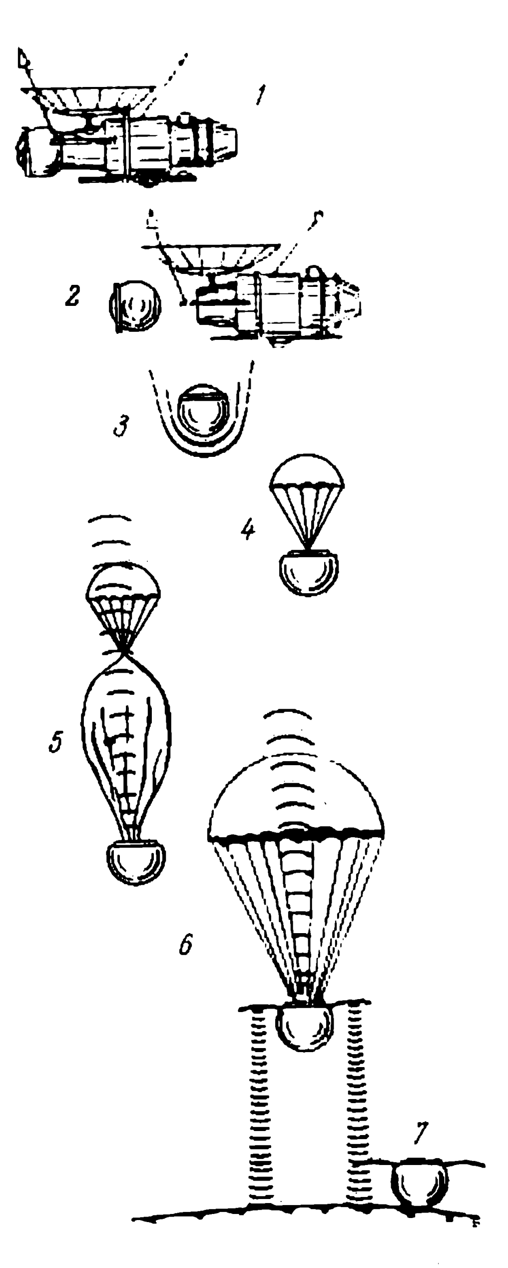



Fig. 121. Vol schématisé dans l'atmosphère vénusienne et pose des appareils largables soviétiques.

*1* — début de la séance précédant la pose (la station est orientée d'une façon déterminée); *2* — séparation de l'appareil largable du module orbital; *3* — freinage de l'appareil largable dans l'atmosphère; *4* — ouverture du parachute de freinage; *5* — ouverture du parachute principal, début de la transmission par radio des renseignements recueillis par l'appareil largable; *6* — début du fonctionnement de la sonde altimétrique et début de la prise des mesures scientifiques; *7* — pose en douceur.

par la cellule largable soviétique de « Mars-3 » qui s'était détachée de la partie principale de la station automatique pour devenir un satellite artificiel de la planète.

Jusqu'à ces derniers temps la propriété générale de toutes les méthodes astronomiques était leur caractère passif : nous ne faisions qu'observer les phénomènes et enregistrer ce que la nature nous montrait elle-même. C'était ce qui distinguait en principe l'astronomie de la physique qui a à sa base l'expérience, une méthode active d'investigation. Un expérimentateur ne se borne pas à observer les phénomènes de la nature, il y intervient activement, fait varier les conditions de l'expérience, et de ce fait il a beaucoup plus de chances de comprendre le sens des phénomènes que s'il se bornait à une observation passive.

Les vols des vaisseaux cosmiques transforment progressivement l'astronomie en une science empirique. Il faut croire qu'en astronomie avec le temps le rôle des expériences dans l'exploration des planètes et de l'espace interplanétaire ne cessera de croître.

Constatons que les vols des stations interplanétaires automatiques ne sont pas l'unique moyen de l'étude du Système solaire. L'exploration des astres à l'écho radar est aussi une méthode purement empirique. On lance un faisceau d'ondes radio puissant dans la direction d'un corps cosmique pour détecter ensuite sa réflexion. D'après l'intervalle de temps qui s'écoule entre le départ du signal et son retour on peut déterminer la distance, la grandeur de l'impulsion réfléchie renseigne sur le coefficient de réflexion. La forme de l'impulsion permet de juger sur la forme du corps et la nature de sa surface. La rotation de l'astre étudié produit un élargissement du signal en fréquence dû à l'effet Doppler, cet élargissement permettant ainsi de déterminer la vitesse de rotation de ce corps. On peut étudier les signaux réfléchis par des détails isolés de la surface planétaire, la couche des nuages, l'ionosphère, etc. Certes, cette méthode n'est applicable que pour l'étude des objets pas très éloignés ; il semble que les méthodes du radar ne pourront jamais s'employer pour l'exploration des systèmes autres que le Système solaire. Quant au Système solaire, l'exploration par radar a enregistré de grands succès et ses moyens sont encore loin d'être épuisés. Parmi les plus grandes réalisations il y a la mesure de la distance jusqu'à Vénus qui a permis de préciser l'unité astronomique et la détermination du rayon et de la période de rotation de cette planète (cf. § 135).

# CHAPITRE IX

# LE SOLEIL

Le Soleil est une étoile typique dont les propriétés sont étudiées bien mieux et avec plus de détails que celles des autres étoiles du fait de sa proximité exceptionnelle de la Terre. Dans ce chapitre nous allons non seulement étudier sommairement l'information disponible sur le Soleil, mais examinerons avec plus de détails celles de ses propriétés qui sont caractéristiques de toutes les étoiles, ce qui sera d'une grande utilité pour l'étude de la nature physique de ces dernières.

## § 116. Généralités sur le Soleil

Le Soleil se présente comme un disque au bord bien net. Le rayon apparent du Soleil change légèrement au cours de l'année par suite de la variation de la distance Terre-Soleil, due à l'ellipticité de l'orbite terrestre.

Lorsque la Terre se trouve au périgée (début janvier), le diamètre apparent du Soleil est de 32′35″, et en apogée (début juin), de 31′31″. A la distance moyenne de la Terre (1 u.a.) le rayon apparent du Soleil est de 960″, ce qui correspond à un rayon linéaire

$$R_\odot = \frac{149{,}6\cdot 10^6\,\text{km}}{206\,265''}\cdot 960'' = 696\,000\ \text{km}.$$

Le volume du Soleil

$$V_\odot = \frac{4}{3}\pi R_\odot^3 = 1{,}41\cdot 10^{18}\ \text{km}^3 = 1{,}41\cdot 10^{33}\ \text{cm}^3,$$

et sa masse

$$\mathfrak{M}_\odot = 1{,}99\cdot 10^{33}\ \text{g} \approx 2\cdot 10^{33}\ \text{g},$$

ce qui donne la densité moyenne de la matière

$$\bar{\rho}_\odot = \frac{\mathfrak{M}_\odot}{\frac{3}{4}\pi R_\odot^3} = 1{,}41\ \text{g/cm}^3.$$

L'accélération de la pesanteur à la surface solaire

$$g_\odot = f\frac{\mathfrak{M}_\odot}{R_\odot^2} = 2{,}74\cdot 10^4\ \text{cm/s}^2 = 274\ \text{m/s}^2.$$

L'observation des détails isolés du disque solaire ainsi que les mesures du déplacement des raies spectrales de ses points différents attestent que la matière solaire se déplace autour d'un des diamètres qui est l'*axe de rotation* du Soleil. Le plan perpendiculaire à l'axe de rotation passant par le centre du Soleil est dit plan de l'*équateur solaire*. Il forme avec le plan de l'écliptique un angle de 7°15′ et

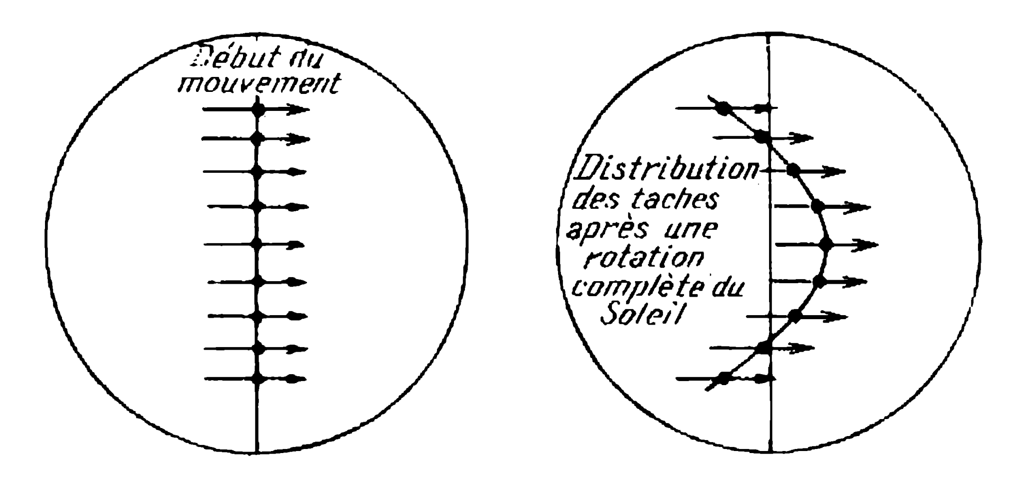



Fig. 122. Schéma de la rotation du Soleil.
A gauche, les détails situés le long du méridien central; à droite, leur position après une rotation complète sur son axe.

coupe la surface solaire suivant l'équateur. L'angle entre le plan de l'équateur et le rayon mené du centre du Soleil vers le point donné à sa surface est dit *latitude héliographique*.

La rotation du Soleil jouit d'une propriété importante: sa vitesse angulaire $\omega$ diminue à mesure qu'on s'éloigne de l'équateur en s'approchant des pôles (fig. 122), de façon qu'en moyenne $\omega = 14°,4 - 2°,7 \sin^2 B$, où $B$ est la latitude héliographique. Dans cette formule la vitesse angulaire est mesurée par l'angle de rotation par jour.

Ainsi, les périodes de rotation du Soleil sur l'axe diffèrent suivant les zones. Pour les points de l'équateur, la durée de la période sidérale est de 25 jours, et près des pôles, elle atteint 30 jours. Par suite du mouvement de la Terre autour du Soleil pour un observateur terrestre la rotation du Soleil semble quelque peu ralentie: la durée de la rotation à l'équateur est de 27 jours, alors que près des pôles elle est de 32 jours (durée de la rotation synodique).

Puisque le Soleil tourne non pas comme un corps solide, les coordonnées héliographiques ne peuvent pas être associées rigoureusement à tous les points de sa surface. Par convention on associe les méridiens héliographiques aux points de latitudes héliographiques $B = \pm 16°$. Pour ces points, la durée de rotation sidérale est de 25,38 jours, et synodique, de 27,28 jours. On a adopté comme méri-

dien héliographique origine celui qui à $0^h$ du 1er janvier 1854 du temps universel passait par le point d'intersection de l'équateur solaire avec l'écliptique.

## § 117. Spectre et composition chimique du Soleil

Le spectre du domaine visible du rayonnement solaire forme un fond continu sur lequel apparaissent plusieurs dizaines de milliers

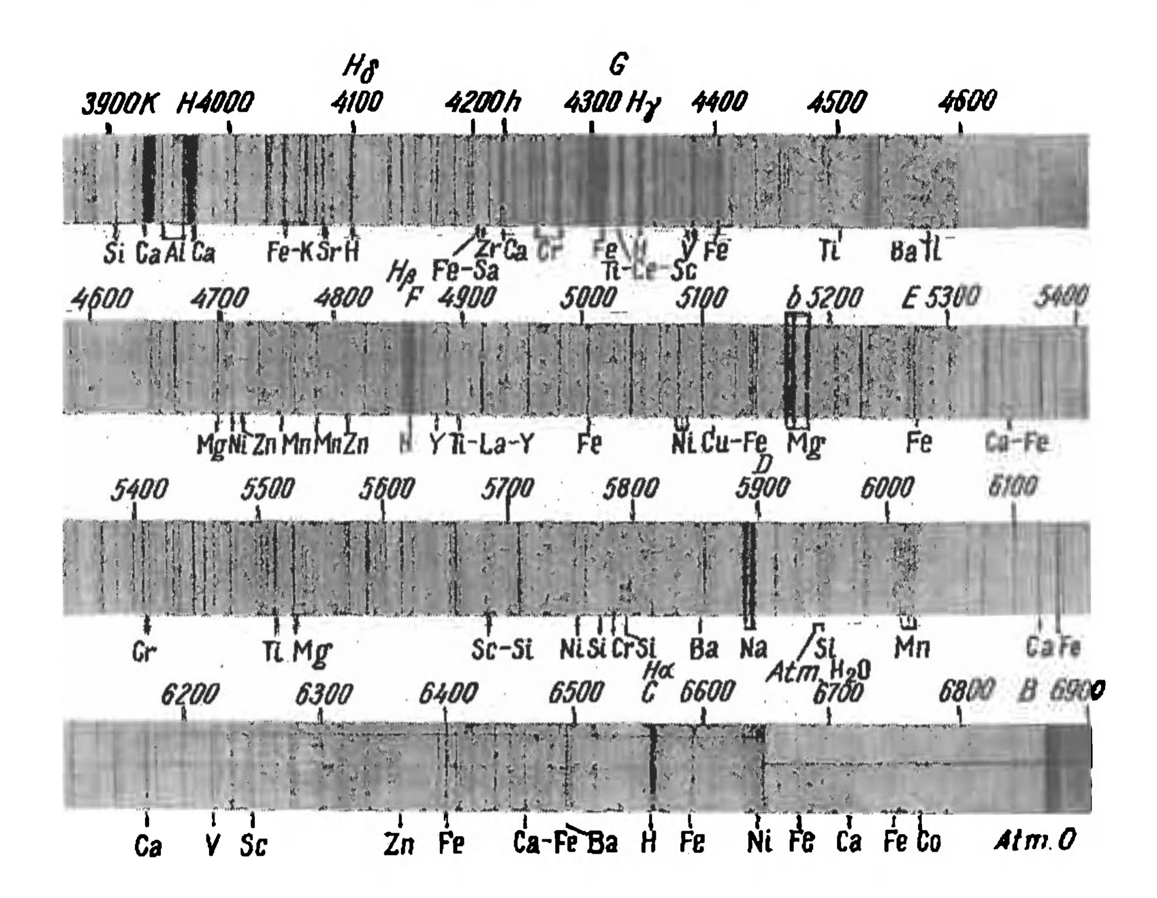



Fig. 123. Photographie du spectre visible du Soleil.

de raies d'absorption sombres (fig. 123) appelées raies de Fraunhofer, du nom du physicien autrichien qui les a décrites le premier en 1814.

L'intensité du spectre continu est maximale dans la région bleu-verte des ondes s'échelonnant de 4300 à 5000 Å (cf. fig. 91). Dans les deux sens à partir de ce maximum l'intensité diminue.

Le spectre solaire pénètre profondément dans les domaines invisibles des ondes courtes et longues (fig. 124). Les mesures fournies par les observations extra-atmosphériques du spectre solaire réalisées

à partir des fusées et des satellites artificiels montrent que jusqu'à des longueurs d'onde d'environ 2000 Å, le spectre solaire a le même caractère que dans la plage visible. Mais dans le domaine des ondes plus courtes il change brusquement : l'intensité du spectre continu tombe rapidement et les raies de Fraunhofer sombres sont remplacées par des raies d'émission brillantes (fig. 125).

Le domaine infrarouge du spectre solaire jusqu'à 15 μ est partiellement absorbé par l'atmosphère terrestre (fig. 124). C'est la région

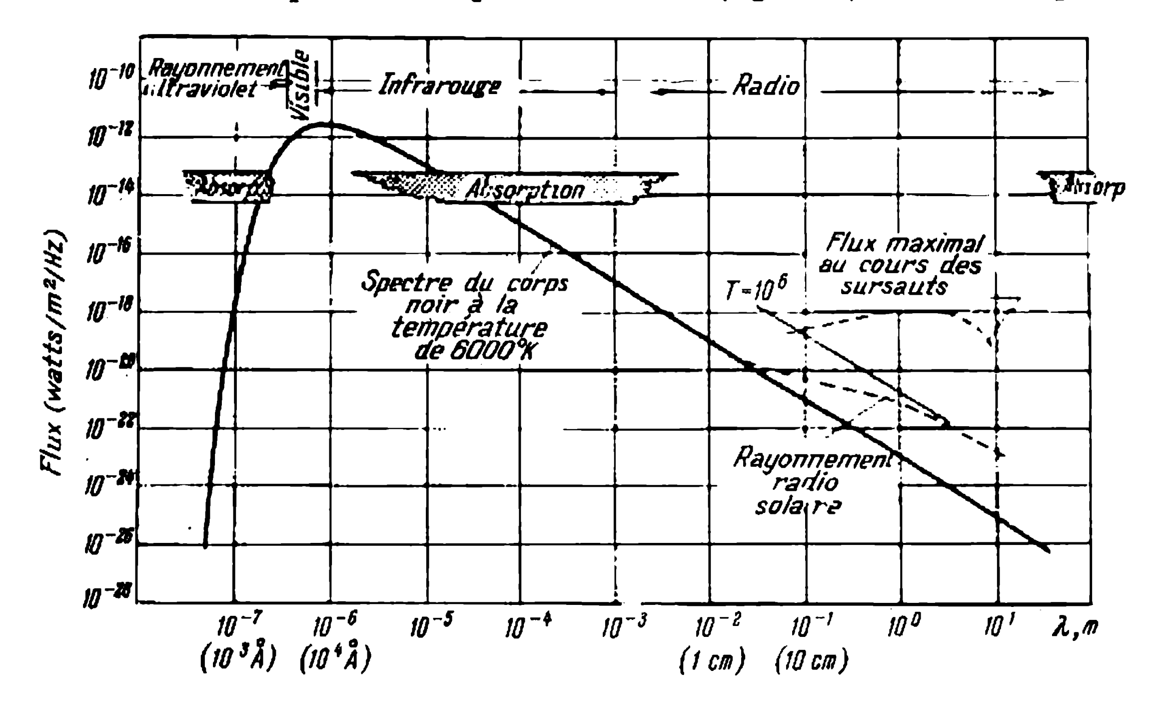



**Fig. 124. Distribution de l'énergie dans le spectre du rayonnement électromagnétique du Soleil.**

des bandes d'absorption moléculaire qui appartiennent essentiellement à la vapeur d'eau, à l'oxygène et au gaz carbonique. De la Terre on ne voit que certains secteurs du spectre solaire entre ces bandes. Pour les ondes plus longues que 15 μ l'absorption est totale et l'observation du spectre solaire ne devient possible qu'à de grandes altitudes ou en appliquant des méthodes extra-atmosphériques. L'absorption du spectre solaire par les molécules de l'air reste importante jusqu'à la plage des ondes radio d'une longueur environ de 1 cm, pour lesquelles l'atmosphère terrestre devient de nouveau transparente. On découvre que dans la plage des ondes radio l'intensité du spectre est plus grande qu'elle ne l'aurait dû être pour un corps à température de 6000°. Dans la région des ondes métriques la dégradation de l'intensité du spectre radio avec l'augmentation de la longueur d'onde est la même que celle d'un corps noir chauffé à un million de degrés. Une autre particularité importante du rayon-

nement radio du Soleil est sa variabilité qui augmente avec la longueur d'onde. C'est ce qui le distingue nettement du domaine visible du spectre qui jouit d'une constance d'intensité exceptionnelle. Une variabilité un peu plus faible, il est vrai, affecte également le rayonnement solaire.

Le spectre solaire entre les longueurs d'onde voisines de 1600 Å et la marge infrarouge a cette particularité importante qu'il contient des raies d'absorption de Fraunhofer. Elles correspondent exactement aux raies d'émission d'un gaz luminescent raréfié. Leur apparition dans le spectre d'absorption de l'atmosphère solaire est due à ce qu'elle est plus opaque à un rayonnement dans ces raies que dans le spectre continu voisin. C'est là un témoignage du rayonnement provenant des couches plus externes et, par conséquent, plus froides. L'absorption supplémentaire est provoquée par les atomes correspondants excités par les quanta absorbés. L'énergie absorbée est immédiatement rayonnée par les atomes excités, cette émission se produisant uniformément dans toutes les directions. Ce processus s'appelle *diffusion atomique*. Son intérêt est surtout grand pour la formation des raies de Fraunhofer. D'après leur intensité on peut juger de la quantité d'atomes diffuseurs dans l'atmosphère.

Dans la partie visible du spectre solaire les plus intenses sont les raies H ot K du calcium ionisé (fig. 123). Leur intensité extraordinaire est due à ce qu'elles apparaissent au moment de la transition d'un ion de calcium à des niveaux voisins à partir de l'état fondamental propre à la grande majorité des atomes. Les raies H et K sont suivies à l'échelle des intensités par les raies de l'hydrogène $H_\alpha$, $H_\beta$, $H_\gamma$ de la série de Balmer. La raie la plus intense du spectre solaire se trouve dans l'ultraviolet lointain. Elle se présente comme une raie d'émission brillante sur un fond continu très faible. C'est la raie de résonance $L_\alpha$ de l'hydrogène (Lyman-$\alpha$) à longueur d'onde de 1216 Å (fig. 125).

Les raies suivantes à l'échelle des intensités sont les raies de résonance de sodium $D_1$ et $D_2$, les raies de magnésium, de fer, de titane, etc. (fig. 123). Les nombreuses autres raies s'identifient aux spectres d'environ 70 éléments chimiques connus de la classification périodique de Mendéléev bien étudiés en laboratoire. La présence de ces raies dans le spectre solaire témoigne du fait que ces éléments existent dans l'atmosphère solaire. On a établi ainsi qu'il y a dans le Soleil de l'hydrogène, de l'hélium, de l'oxygène, du magnésium, du sodium, du calcium, du fer et de nombreux autres éléments.

Le taux de différents éléments chimiques qui font partie du Soleil s'établit par la méthode décrite au § 109. Les observations montrent que la composition chimique de la matière du Soleil est la même que celle d'autres objets cosmiques (à l'exception de la Terre et d'autres planètes), dont la teneur moyenne en éléments est donnée par le tableau 3 (p. 221).

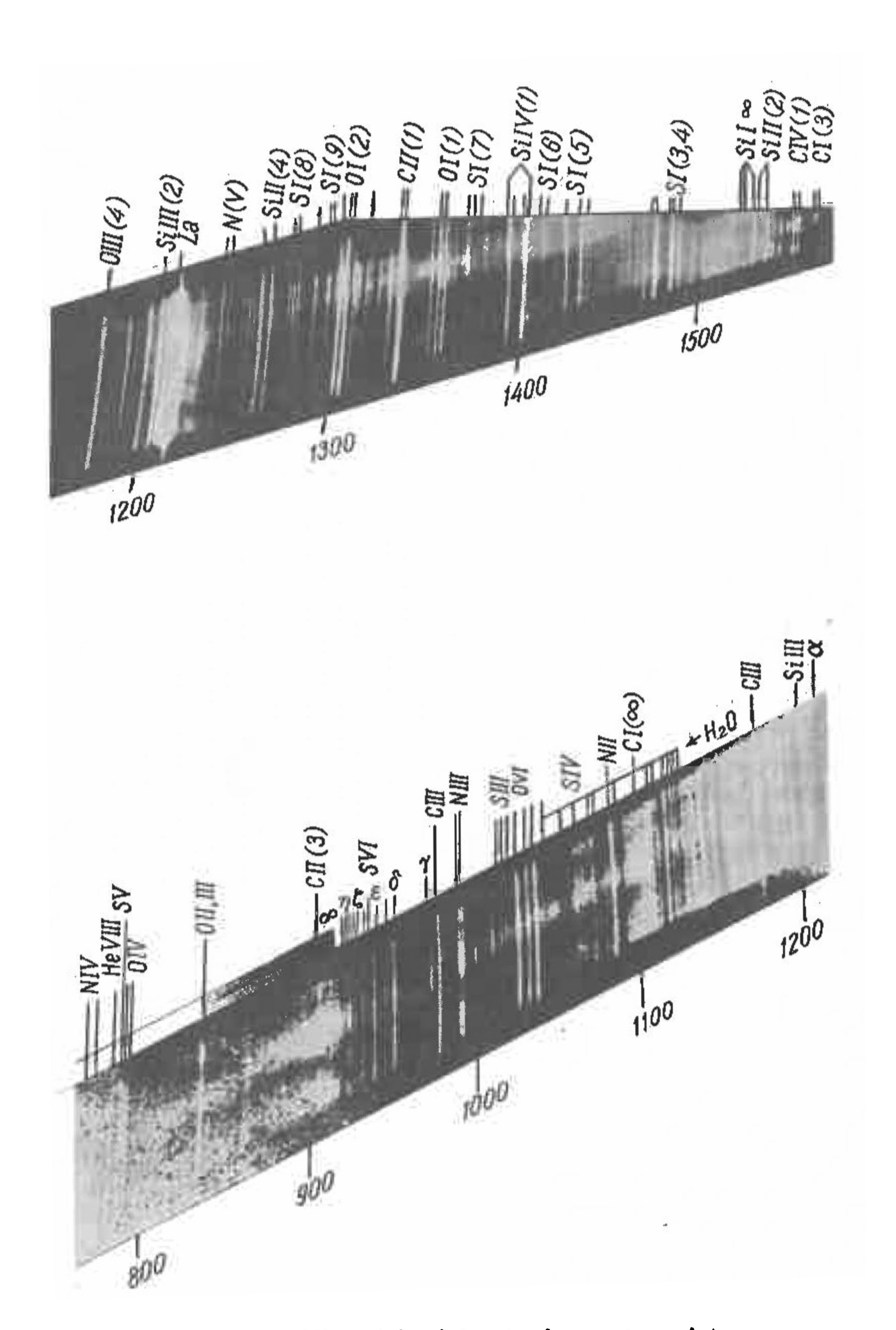



Fig. 125. Ultraviolet lointain du spectre solaire.

L'élément le plus abondant au Soleil est l'hydrogène. D'après le nombre d'atomes il y en a 10 fois plus que de tous les autres éléments ; l'hydrogène fait plus de 70 % de la masse solaire (l'hydrogène est le plus léger de tous les éléments chimiques).

L'élément suivant à l'échelle d'abondance est l'hélium qui constitue près de 29 % de la masse solaire. La part de tous les autres éléments est légèrement supérieure à 1 % de la masse solaire. Dans certains cas il importe de connaître la teneur en éléments qui possèdent des propriétés déterminées. Ainsi, dans l'atmosphère solaire, le nombre total d'atomes de métal est presque 10 000 fois inférieur à celui d'atomes d'hydrogène.

## § 118. Constante solaire et sa détermination

La caractéristique solaire suivante dont l'intérêt est très grand en astrophysique et géophysique est la puissance du rayonnement. Il faut la connaître avec une grande précision car la constance de l'éclat solaire a fait qu'ordinairement on la prend pour l'unité d'éclat des autres objets. D'autre part, l'intensité du rayonnement solaire, combinée aux autres données, permet de juger des conditions physiques à la surface et à l'intérieur du Soleil. Enfin, il faut connaître la quantité de l'énergie solaire qui atteint la Terre pour expliquer des phénomènes géophysiques. Il est d'usage de caractériser la puissance du rayonnement solaire par la *constante solaire*.

On appelle constante solaire la quantité totale de l'énergie solaire qui passe en une minute par une surface de 1 $cm^2$ perpendiculaire aux rayons solaires et qui se trouve en dehors de l'atmosphère terrestre à une distance moyenne de la Terre au Soleil. Cette dernière condition est nécessaire pour rendre la constante indépendante de l'absorption atmosphérique qui subit des variations très importantes en fonction de différentes positions du Soleil. De cette façon, la constante solaire est l'éclairement d'une surface perpendiculaire aux rayons et éloignée du Soleil à la distance de la Terre.

La mesure de la constante solaire est une opération très difficile qui impose toute une série d'observations rigoureuses avec des appareils de deux types différents. Les appareils du premier type s'appellent *pyrhéliomètres*. Ils mesurent en unités absolues la quantité totale de l'énergie solaire qui traverse en un temps défini une surface de grandeur connue. Les lectures d'un pyrhéliomètre ne donnent pas pourtant la valeur immédiate de la constante solaire du fait qu'une partie du rayonnement solaire est absorbée par l'atmosphère terrestre. Pour tenir compte de cette absorption, les opérations réalisées avec un pyrhéliomètre s'accompagnent d'une série de mesures de la distribution de l'énergie dans le spectre du Soleil effectuée avec un autre appareil qui s'appelle *spectrobolomètre*, sensible dans une égale mesure aux rayons de longueurs d'onde différentes. Ces mesures se

font pour plusieurs valeurs des distances zénithales du Soleil, lorsque ses rayons passent par des couches d'air d'épaisseurs différentes. Pour chaque longueur d'onde on peut construire le diagramme de la relation entre l'intensité $I$ du rayonnement solaire et la masse d'air (fig. 126). On appelle masse d'air le rapport entre l'épaisseur optique de la couche d'air dans une direction donnée et dans la direction du zénith. Des considérations géométriques (fig. 127) montrent que pour des couches atmosphériques parallèles planes la masse d'air est proportionnelle à la sécante de la

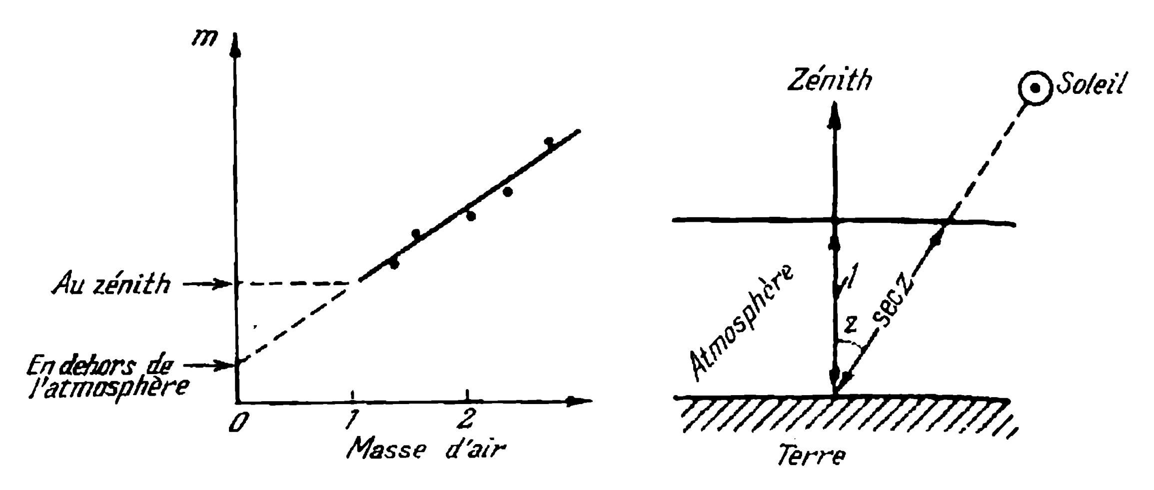



Fig. 126. Détermination de l'intensité du rayonnement solaire au-delà de l'atmosphère terrestre (en ordonnées $m = -\log I$, où $I$ est l'intensité).

Fig. 127. Proportionnalité de la masse d'air à la sécante de la distance zénithale.

distance zénithale (sec z). En prolongeant le graphique de la figure 126 jusqu'à l'axe des ordonnées (trait interrompu), on obtient l'intensité qu'aurait le rayonnement si la masse d'air était nulle. C'est précisément la valeur de l'intensité recherhée non perturbée par l'absorption dans l'atmosphère terrestre. En opérant ainsi dans tous les secteurs du spectre, on peut obtenir la distribution de l'énergie dans le spectre du Soleil non perturbée par l'absorption atmosphérique (fig. 128).

A la différence d'un pyrhéliomètre, les valeurs de l'intensité fournies par un spectrobolomètre s'expriment en unités relatives. C'est pourquoi le mode décrit n'est utilisable que pour la définition de la relation entre les valeurs d'intensité observée et extra-atmosphérique. L'aire délimitée par la courbe de distribution de l'énergie et l'axe des abscisses (fig. 128) est proportionnelle à l'énergie totale émise par le spectre tout entier. Le rapport entre les aires délimitées par les distributions d'énergie extra-atmosphérique et observée est égal à celui des facteurs de correction par lequel il faut multiplier les lectures du pyrhéliomètre pour obtenir la valeur réelle de la constante solaire. Le résultat ainsi obtenu doit être corrigé

compte tenu du rayonnement dans les domaines du spectre complètement absorbés par l'atmosphère terrestre et, par conséquent, non enregistrés par le bolomètre. Ce rayonnement se situe dans l'ultraviolet et l'infrarouge et peut être mesuré par observation à partir des fusées, des satellites artificiels ou des ballons. Les observations extra-atmosphériques permettent d'obtenir immédiatement la valeur

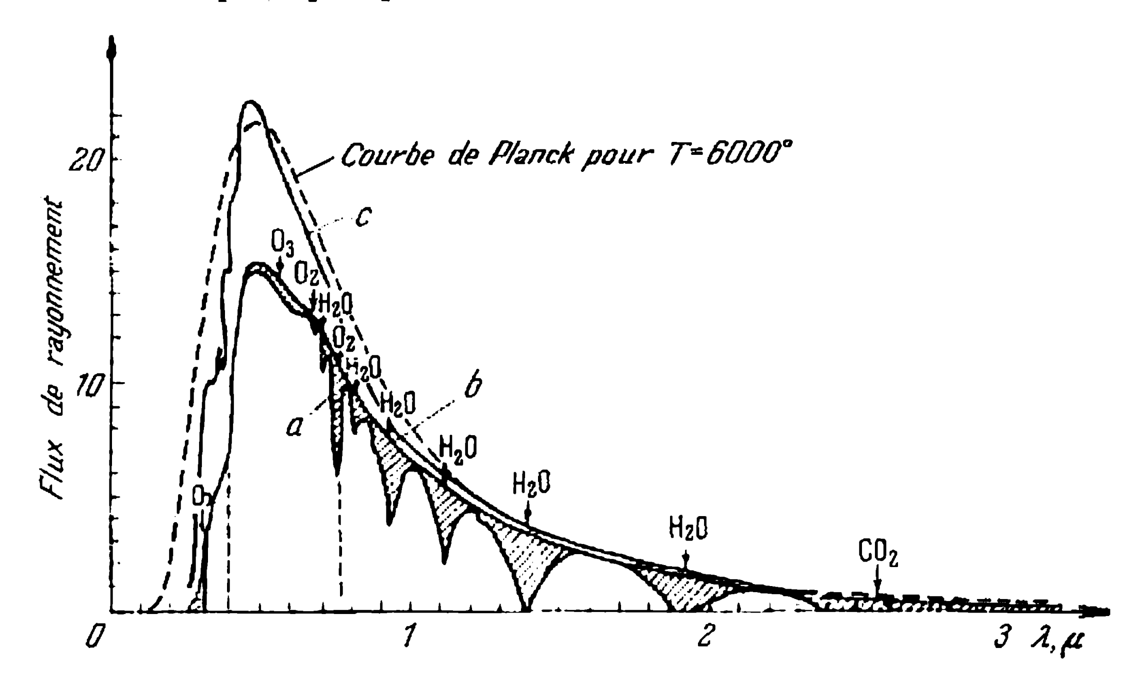



Fig. 128. Spectre solaire enregistré par un bolomètre (*a*), courbe lissée (*b*) et distribution extra-atmosphérique de l'énergie (*c*).

réelle de la constante solaire et, par suite, la méthode qui vient d'être décrite devient ces derniers temps de plus en plus inutile.

Les mesures relativement récentes réalisées à l'aide des pyrhéliomètres placés sur des fusées et des ballons ont confirmé la valeur de la constante solaire établie par l'astrophysicien Abbot au début du XX<sup>e</sup> siècle:

$$Q = 1{,}95\ \text{cal/cm}^2\cdot\text{mn} = 1{,}36\cdot10^6\ \text{ergs/cm}^2\cdot\text{s} = 0{,}136\ \text{W/cm}^2.$$

En multipliant cette grandeur par la surface de la sphère de 1 u.a. de rayon, on obtient la quantité totale de l'énergie émise par le Soleil dans toutes les directions par unité de temps, c'est-à-dire son éclat intégral égal à $3{,}9\cdot10^{33}$ ergs/s.

Un grand nombre de mesures rigoureuses autorise à affirmer que l'éclat intégral du Soleil est d'une constance exceptionnelle. Même si la constante solaire subit des fluctuations, elles ne doivent pas dépasser 1 %.

## § 119. Température des couches extérieures du Soleil

Nous avons montré au § 108 que d'après l'intensité du rayonnement d'un corps on peut évaluer la température de ses couches extérieures. Les méthodes examinées de détermination de la température ont été illustrées sur l'exemple du Soleil (cf. fig. 91).

Examinons les résultats de l'application de ces méthodes. Il s'est avéré que la température effective du Soleil définie par le flux total du rayonnement est de 5760°, alors que le maximum du rayonnement dans le spectre solaire correspond environ à la température de 6750° déterminée d'après la loi de Wien. La distribution relative de l'énergie dans les diverses parties du spectre permet de trouver les températures de couleur dont la valeur varie fortement même dans les limites d'un seul domaine visible. Ainsi, par exemple, dans l'intervalle des longueurs d'onde de 4700 à 5400 Å la température de couleur est de 6500°, et à côté de cet intervalle, dans le domaine des longueurs d'onde de 4300 à 4700 Å, elle vaut environ 8000°. La température de brillance varie dans des limites encore plus larges ; entre 1000 et 2500 Å elle croît de 4500 à 5000° ; dans les rayons verts (5500 Å) elle est voisine de 6400° et dans la gamme des ondes radio métriques elle atteint un million de degrés! Pour illustrer les résultats qui viennent d'être exposés, voici le tableau comparatif 4.

*Tableau 4*

**Températures des couches extérieures du Soleil fournies par des méthodes différentes**

| Méthode | Résultat | Paramètre caractéristique de la température |
|---|---|---|
| Maximum du rayonnement (loi de Wien) | 6750° | — |
| Flux total du rayonnement (loi de Stefan-Boltzmann) | 5670° | Température effective |
| Intensité du rayonnement monochromatique (formule de Planck) | | |
| $\lambda = 1000$ Å | 4500° | Température de brillance |
| $\lambda = 2500$ Å | 5000° | |
| $\lambda = 5500$ Å | 6400° | |
| $\lambda = 1$ m | 1 000 000° | |
| Distribution relative de l'énergie dans l'intervalle | | |
| λλ 4700 à 5400 Å | 6500° | Température de couleur |
| λλ 4300 à 4700 Å | 8000° | |

La différence entre les données consignées sur le tableau 4 est d'un intérêt capital; elle conduit aux conclusions importantes suivantes.

1. Le rayonnement du Soleil diffère du rayonnement d'un corps noir. S'il n'en était pas ainsi, toutes les valeurs des températures du tableau 4 seraient identiques.

2. La température de la matière solaire change avec la profondeur. En effet, l'opacité des couches de gaz fortement échauffées diffère en fonction des longueurs d'onde. Dans les rayons ultraviolets l'absorption est plus forte que dans les rayons visibles. D'autre part, l'absorption la plus forte par ces gaz a lieu dans la plage des ondes radio. Les rayonnements radio, ultraviolet et visible se rapportent donc respectivement à des couches du Soleil de plus en plus profondes. En tenant compte de la relation observée entre la température de brillance et la longueur d'onde, on découvre que quelque part à proximité de la surface visible du Soleil il y a une couche de température minimale (environ 4500°) observable dans l'ultraviolet lointain. Au-dessus et au-dessous de cette couche la température croît rapidement.

3. Il résulte de ce qui vient d'être dit que la plus grande partie de la matière solaire doit être très ionisée. A la température de 5000 à 6000° les atomes d'un grand nombre de métaux se transforment en ions, alors qu'à la température dépassant 10 à 15 mille degrés c'est l'hydrogène, élément le plus abondant sur le Soleil, qui est ionisé. Par conséquent, la matière solaire est un plasma, c'est-à-dire un gaz dont la plupart des atomes sont ionisés. Ce n'est que dans la couche mince près du bord visible que l'ionisation est faible; dans cette couche domine l'hydrogène neutre.

## § 120. Structure interne du Soleil

Avec la croissance de la température la pression dans les couches du Soleil doit s'accroître avec la profondeur, cette pression étant définie par le poids de toutes les couches susjacentes. Par conséquent, la densité doit augmenter elle aussi. En chaque point intérieur du Soleil doit être respectée la condition de l'équilibre hydrostatique, ce qui signifie que la différence des pressions subies par une couche élémentaire quelconque (par exemple, par la couche $AB$ de la figure 129,$a$) doit être équilibrée par l'attraction gravitationnelle de toutes les couches plus profondes. Si la pression à la limite supérieure de la couche ($A$) est désignée par $P_1$, et à la limite inférieure par $P_2$, l'équilibre aura lieu sous la condition que

$$P_2 - P_1 = \rho g H, \qquad (9.1)$$

où $\rho$ est la densité moyenne de la couche $AB$; $H$, son épaisseur, et $g$, la valeur correspondante de l'accélération de la chute libre. La

densité moyenne $\rho$ peut être posée égale à la moyenne arithmétique des valeurs de la densité $\rho_1$ et $\rho_2$ aux limites supérieure et inférieure de la couche $AB$:

$$\rho = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}. \qquad (9.2)$$

En appliquant l'équation de l'état d'un gaz (7.9), on obtient

$$\rho = \frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2) = \frac{\mu}{2RT}(P_1 + P_2). \qquad (9.3)$$

En portant cette valeur dans la formule (9.1), il vient

$$P_2 - P_1 = \frac{P_2 + P_1}{2}\frac{\mu g}{RT}H. \qquad (9.4)$$

La dimension de l'expression $RT/\mu g$ est celle d'une longueur;

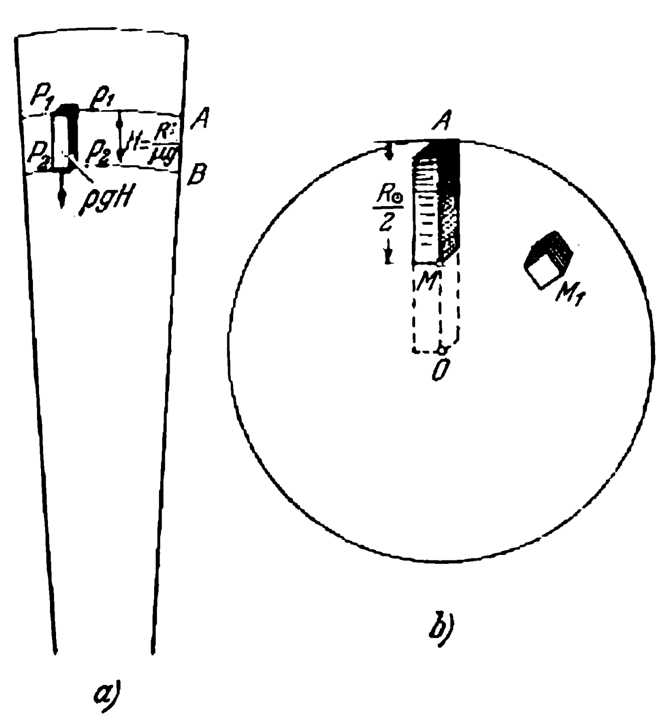



Fig. 129. Détermination de la pression au centre du Soleil.

elle a un sens physique important: si la température d'une couche est constante et son épaisseur

$$H = \frac{RT}{\mu g}, \qquad (9.5)$$

la pression et la densité dans les limites de cette couche varient environ de trois fois. En effet, en portant (9.5) dans (9.4), on obtient

$$P_2 = 3P_1. \qquad (9.6)$$

La quantité $H$ s'appelle *échelle de hauteur*, car elle montre la distance à laquelle la densité change d'une façon notable. Pour $T = 10\,000°$, $\mu = 1/2$ (hydrogène ionisé) et $g = 2{,}7 \times 10^4$ cm/s$^2$, ce qui correspond à peu près aux conditions des couches externes du Soleil, $H = 6 \cdot 10^7$ cm, c'est-à-dire qu'à la profondeur de 600 km, la densité augmente de trois fois. Plus en profondeur la température croît et l'augmentation de la densité ralentit.

On peut se faire une idée des conditions qui règnent au sein du Soleil si l'on imagine que la matière y est répartie uniformément. Il est clair que les propriétés d'un tel Soleil « homogène » doivent être proches du cas réel d'un point moyen situé à la profondeur d'un demi-rayon. Dans le cas d'une distribution régulière des masses, la densité est égale partout à la valeur moyenne déjà connue $\bar{\rho}_{\odot} = 1{,}4$ g/cm$^3$. La pression au point moyen est égale au poids de la colonne radiale de la matière de 1 cm$^2$ de section et de hauteur égale à $R_{\odot}/2$ (fig. 129,*b*), c'est-à-dire

$$P = \bar{\rho}_{\odot} \frac{R_{\odot}}{2} g. \tag{9.7}$$

Au point moyen l'accélération de la chute libre $g$ est évidemment égale à

$$q = f \frac{\frac{1}{8} \mathfrak{M}_{\odot}}{\left(\frac{R_{\odot}}{2}\right)^2} = \frac{1}{2} \frac{f \mathfrak{M}_{\odot}}{R_{\odot}^2} = \frac{1}{2} g_{\odot} = 1{,}37 \cdot 10^4 \,\text{cm/s}^2, \tag{9.8}$$

puisqu'une sphère de rayon $R_{\odot}/2$, la distribution des masses étant homogène, contient 1/8 de la masse du Soleil tout entier. Par conséquent, la pression au point moyen du Soleil s'écrit

$$P = \frac{f}{4} \bar{\rho}_{\odot} \frac{\mathfrak{M}_{\odot}}{R_{\odot}} = 6{,}6 \cdot 10^{14} \,\text{dynes/cm}^2. \tag{9.9}$$

Connaissant la pression et la densité, en appliquant l'équation de l'état de gaz on trouve aisément la température

$$T = \frac{\mu P}{R \bar{\rho}_{\odot}} = \frac{\mu}{4} \frac{f \mathfrak{M}_{\odot}}{\mathrm{R} R_{\odot}} = 2{,}8 \cdot 10^6 \,°\text{K}. \tag{9.10}$$

De cette façon, nous avons obtenu les valeurs suivantes des caractéristiques des propriétés physiques d'un « Soleil homogène » à la profondeur égale à la moitié du rayon $R_{\odot}/2$:

$\rho = 1{,}4$ g/cm$^3$ (1,3 g/cm$^3$),
$P = 6{,}6 \cdot 10^{14}$ dynes/cm$^2$ ($6{,}1 \cdot 10^{14}$ dynes/cm$^2$),
$T = 2\,800\,000°$ ($3\,400\,000°$).

Entre parenthèses figurent les mêmes grandeurs mais calculées par des méthodes exactes qui tiennent compte de la distribution inhomogène des masses dans le Soleil. Ainsi, pour le point moyen l'hypothèse de la distribution uniforme des masses conduit à des résultats vraisemblables.

La pression, la densité et la température doivent être encore plus élevées au centre du Soleil. Le tableau 5 donne ce qu'on appelle le modèle de la structure interne du Soleil, c'est-à-dire la dépendance de ses propriétés physiques de la profondeur.

*Tableau 5*

**Modèle de la structure interne du Soleil**

| Distance du centre | Température | Pression | Densité |
|---|---|---|---|
| $R/R_{\odot}$ | $T$ (°K) | $P$ (dynes/cm²) | ρ (g/cm³) |
| 0 | $1{,}5 \cdot 10^{7}$ | $2{,}2 \cdot 10^{17}$ | 150 |
| 0,2 | $10^{7}$ | $4{,}6 \cdot 10^{16}$ | 36 |
| 0,5 | $3{,}4 \cdot 10^{6}$ | $6{,}1 \cdot 10^{14}$ | 1,3 |
| 0,8 | $1{,}3 \cdot 10^{6}$ | $6{,}2 \cdot 10^{12}$ | 0,035 |
| 0,98 | $10^{5}$ | $10^{10}$ | 0,001 |

Le tableau 5 montre qu'au sein du Soleil la température dépasse 10 millions de degrés, et la pression, des centaines de milliards d'atmosphères (1 atm. = $10^{6}$ dynes/cm²). Dans ces conditions, les atomes isolés se déplacent à des vitesses énormes qui atteignent, par exemple, pour l'hydrogène, des centaines de kilomètres par seconde. La densité étant très élevée, les chocs atomiques sont très fréquents. Certains de ces chocs conduisent à un rapprochement très étroit des noyaux atomiques, qui amorce des réactions nucléaires.

Au sein du Soleil un rôle important revient à deux réactions nucléaires. L'une d'elles, schématisée sur la figure 130, conduit à la formation d'un atome d'hélium à partir de quatre atomes d'hydrogène. Aux stades intermédiaires de la réaction il se forme des noyaux de l'hydrogène lourd (deutérium) et des noyaux de l'isotope $He^{3}$. Cette réaction s'appelle *chaîne proton-proton.*

La deuxième réaction, moins importante dans les conditions du Soleil, conduit aussi finalement à la formation d'un noyau d'hélium à partir de quatre protons. Dans ce cas, le processus est plus compliqué et ne peut avoir lieu qu'en présence du carbon dont les noyaux entrent en réaction à ses premiers stades et se dégagent lorsqu'elle se termine. Le carbone joue donc le rôle d'un cataliseur, et toute la réaction porte le nom de *cycle de carbone.*

Le fait que la masse d'un noyau d'hélium est presque de 1 % plus petite que celle des quatre protons est d'une importance exceptionnelle. Cette perte hypothétique s'appelle *défaut de masse*, elle est la cause du dégagement par les réactions nucléaires d'une grande quantité d'énergie, puisque d'après la formule d'Einstein, l'énergie associée à la masse $m$ vaut

$$E = m \cdot c^2.$$

Les réactions nucléaires qui viennent d'être décrites constituent la source d'où le Soleil puise l'énergie qu'il rayonne dans l'espace.

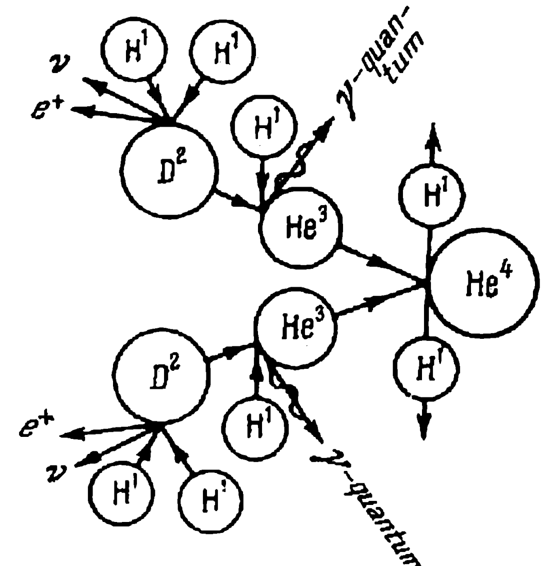



Fig. 130. Schématisation d'une des variantes du cycle proton-proton.

$$6H^1 \rightarrow 2D^2 + 2H^1 \rightarrow 2He^3 \rightarrow$$
$$\rightarrow He^4 + 2H^1;$$

$H^1$ — proton; $D^2$ — noyau du deutérium; $He^3$ et $He^4$ — isotopes d'hélium; $\nu$ — neutrino; $e^+$ — positron.

Comme les températures et les pressions sont maximales dans les couches les plus profondes, c'est au centre même du Soleil que les réactions nucléaires et le dégagement de l'énergie qui les accompagne sont les plus intenses. Le cycle de carbone joue ici un rôle aussi grand que la chaîne proton-proton. Mais avec l'éloignement du centre du Soleil, la température et la pression diminuent, le dégagement de l'énergie par le cycle de carbone cesse rapidement et jusqu'à la distance de 0,2 à 0,3 rayon du centre la réaction proton-proton est la seule qui garde son importance. Au-delà du tiers du rayon, la température tombe au-dessous de 5 millions de degrés et la pression, au-dessous de 10 milliards d'atmosphères. Dans ces conditions les réactions nucléaires sont impossibles. Ces couches ne font que transmettre à l'extérieur le rayonnement émis à une grande profondeur sous la forme de quanta gamma qui sont absorbés et réémis par des atomes isolés. Ce qui importe, c'est que chaque quantum de haute énergie absorbé fait généralement émettre les atomes plusieurs quanta d'énergies plus faibles. La cause en est qu'en absorbant, un atome devient ionisé ou fortement excité, il acquiert alors la propriété de rayonner.

Toutefois, le retour de l'électron au niveau énergétique initial ne se produit pas immédiatement, mais par des états intermédiaires entre lesquels se dégagent des quanta aux énergies plus faibles. Il en résulte que les quanta « durs » subissent une sorte de « fractionnement » en quanta moins énergétiques. C'est pourquoi les rayons gamma se transforment en rayons X, les rayons X en rayons ultra-

violets qui à leur tour, dans les couches extérieures, sont fractionnés en quanta des rayons visibles et thermiques émis finalement par le Soleil.

La partie du Soleil dans laquelle l'énergie dégagée par les réactions nucléaires est peu importante et où se produit le transfert de l'énergie par absorption du rayonnement et sa réémission ultérieure s'appelle *zone d'équilibre radiatif*. Elle s'étend environ de 0,3 à $0{,}7R_{\odot}$ du centre du Soleil. Au-dessus de ce niveau le rayonnement est incapable de transporter tout le flux d'énergie qui vient des profondeurs. La matière elle-même prend part au transfert de l'énergie et directement sous les couches extérieures observables le long presque de 0,3 du rayon solaire, il se forme une zone où l'énergie est transmise par convection.

Fig. 131. Coupe schématique du Soleil et de son atmosphère.

Enfin les couches les plus extérieures, dont le rayonnement peut être observé, s'appellent *atmosphère solaire* ; cette atmosphère est composée essentiellement de trois couches : la *photosphère*, la *chromosphère* et la *couronne* qui seront étudiées dans les paragraphes suivants. La structure solaire qui vient d'être décrite est représentée sur la figure 131.

## § 121. Photosphère

On appelle photosphère la partie principale de l'atmosphère solaire dans laquelle se forme le rayonnement visible au spectre continu. C'est donc cette photosphère qui émet pratiquement toute l'énergie qui nous parvient du Soleil. Si l'on observe le Soleil directement, en lumière blanche, la photosphère se présente sous la forme de sa « surface » apparente. Ce qui dans de telles observations saute tout d'abord aux yeux, c'est l'assombrissement progressif du disque solaire vers le bord. A mesure qu'on s'éloigne du centre, l'éclat diminue de plus en plus vite, surtout au bord même dont le contour

est très net. La figure 132 montre les modifications de l'éclat du disque solaire en fonction de la distance du centre, l'observation étant réalisée dans des rayons différents.

L'assombrissement du disque solaire vers le bord s'explique par la température qui dans la photosphère augmente avec la pro-

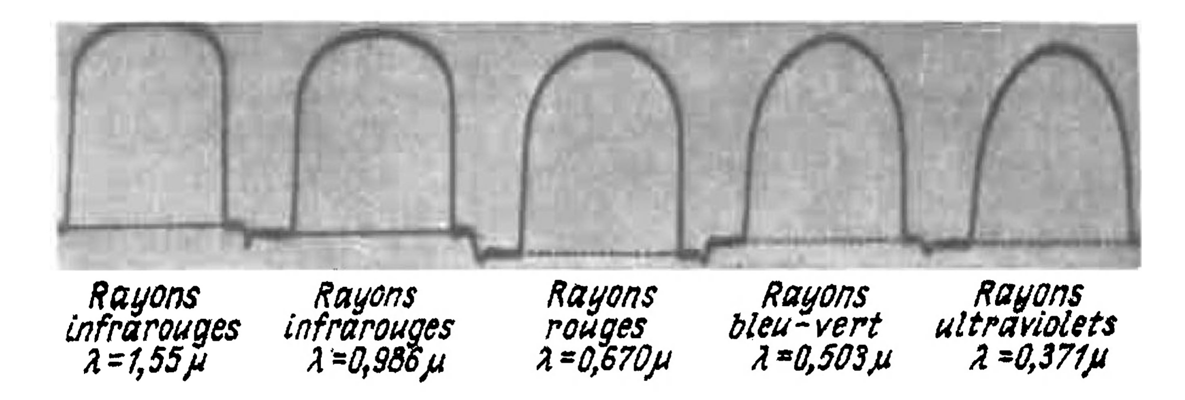



Fig. 132. Assombrissement du disque solaire vers le bord en rayons de couleur différente.

fondeur. Les divers points du disque solaire sont caractérisés généralement par l'angle $\theta$ compris entre le rayon visuel et la normale à la surface solaire au point donné (fig. 133). Au centre du disque cet angle

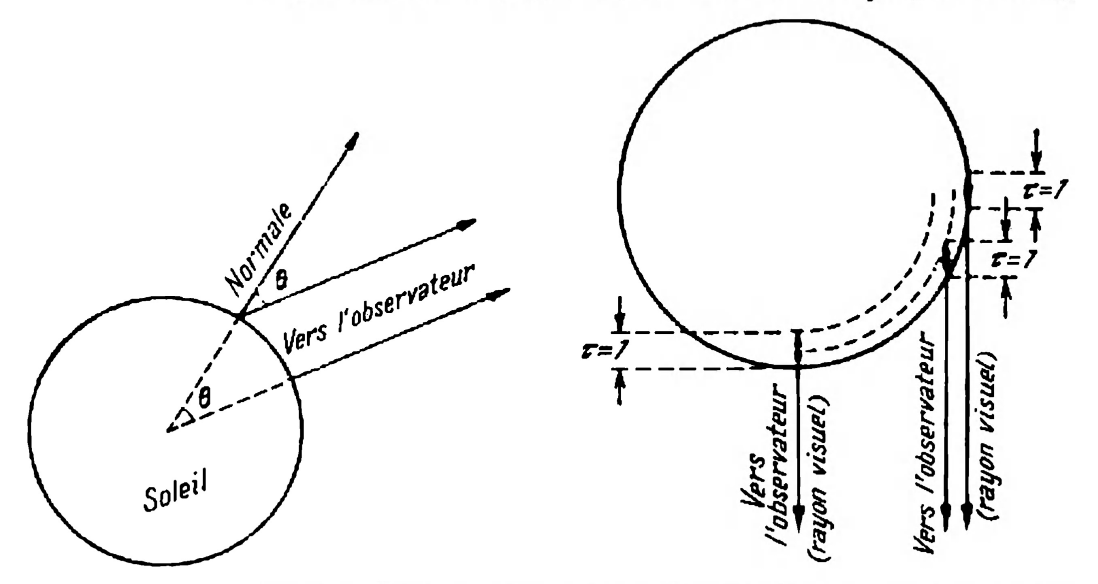



Fig. 133. Détermination de la position d'un point sur le disque solaire.

Fig. 134. Explication de l'assombrissement du disque solaire vers le bord.

est nul et le rayon visuel se confond avec le rayon du Soleil. Au bord, $\theta = 90°$, et le rayon visuel glisse le long de la tangente aux couches solaires. Nous avons déjà montré au § 106 que le rayonnement

maximal est fourni par une couche de gaz située au niveau de la profondeur optique $\tau \approx 1$. Lorsque le rayon visuel traverse la photosphère sous un grand angle $\theta$, il atteint la profondeur optique $\tau \approx 1$ dans des couches plus extérieures, à température plus basse. De ce fait, le rayonnement émis par les bords du disque est moins intense que le rayonnement émis par son centre (fig. 134). Des mesures précises de la distribution de la brillance suivant le disque du Soleil permettent de calculer la variation de toutes les caractéristiques importantes en fonction de la profondeur. Ce calcul s'appelle construction du modèle de la photosphère. Sans entrer dans le détail, nous allons décrire son principe.

Détermination de la relation entre la température et la profondeur. La diminution de l'éclat du disque solaire vers le bord est en première approximation proportionnelle à $\cos\theta$ et peut être traduite par la formule empirique

$$I(\theta) = I_0 (1 - u + u \cos\theta), \qquad (9.11)$$

où $I(\theta)$ est l'éclat au point où le rayon visuel fait l'angle $\theta$ avec la normale; $I_0$, l'éclat du rayonnement au centre du disque: $u$, le coefficient de proportionnalité qui dépend de la longueur d'onde. Conformément à la figure 132, pour les rayons rouges, la quantité $u$ est plus petite que pour les rayons bleus. Pour les rayons verts à longueur d'onde $\lambda = 5000$ Å, $u = 0,65$ et $I_0 = 4,6 \cdot 10^{14}$ ergs/cm$^2$·s·sr.

Maintenant profitons du fait qu'à la profondeur optique $\tau = 1$ l'éclat est égal à peu près au pouvoir rayonnant de la matière (cf. p. 217). Comme en passant du centre du disque vers le bord l'angle d'observation change, la différence de l'éclat $I(\theta)$ du disque traduit la variation correspondante du pouvoir rayonnant de l'atmosphère avec la profondeur (ou l'épaisseur optique mesurée dans le sens du rayon). La figure 134 montre que la quantité de la matière le long du segment du rayon est sec $\theta$ fois plus petite que le long du segment du rayon visuel compris entre les mêmes couches concentriques. Par conséquent, la couche qu'on observe réellement au point donné du disque (c'est-à-dire située à la profondeur optique $\tau = 1$ le long du rayon visuel) repose le long du rayon à la profondeur optique $\tau = \cos\theta$. En portant ceci dans (9.11), on obtient que le pouvoir rayonnant de l'atmosphère varie en fonction de la profondeur optique le long du rayon de la façon suivante

$$I(\tau) = I_0 (1 - u + u\tau) \qquad (9.12)$$

ou, pour les rayons verts,

$$I_{5000}(\tau_{5000}) = (0,35 + 0,65\tau_{5000}) \cdot 4,6 \cdot 10^{14} \text{ ergs/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}.$$

Ainsi, le rayonnement de la photosphère à la profondeur optique $\tau_\lambda$ dans le sens du rayon est égal environ à l'éclat du disque solaire au point où $\cos\theta = \tau$.

La photosphère rayonne fortement et donc son absorption du rayonnement dans tout le spectre visible continu est également très forte. Cela nous autorise à appliquer à son rayonnement les lois d'équilibre thermique énoncées au § 106. On peut alors trouver pour chaque couche de la photosphère, située à une profondeur définie, une valeur de la température telle pour laquelle le rayonnement considéré (dans notre cas, celui de $\lambda = 5000$ Å) a l'éclat $I(\tau)$ de la formule (9.12). La relation ainsi obtenue entre la température et la profondeur optique est consignée sur le tableau 6.

*Tableau 6*

**Conditions physiques de la photosphère**

| Profondeur optique, $\tau$ | Température | Profondeur géométrique | Pression | Densité |
|---|---|---|---|---|
| ($\lambda = 5000$ Å) | $T$ (°K) | $h$ (km) | $P \cdot 10^{-4}$ (dynes/cm²) | $\rho \cdot 10^{-7}$ (g/cm³) |
| 0,01 | 4500 | +148 | 0,1 | 0,04 |
| 0,10 | 4900 | −155 | 2,5 | 1,0 |
| 0,50 | 5900 | −280 | 10 | 2,7 |
| 1,00 | 6400 | −330 | 12 | 3,6 |

Il ressort de ce tableau que la température de la photosphère s'accroît avec la profondeur; en moyenne elle est proche de 6000°. En reprenant les conclusions tirées au § 119, nous voyons que la photosphère coïncide avec la zone de température minimale que nous avons mise en évidence dans ce paragraphe. Ensuite, la conclusion de ce même paragraphe entraîne également que dans la photosphère l'ionisation de l'hydrogène est faible.

Détermination de l'épaisseur de la photosphère. Pour évaluer l'épaisseur de la photosphère, utilisons la notion d'échelle de hauteur introduite au § 120. Dans une atmosphère, la pression à la frontière supérieure $P_1$ tend vers zéro et pour cette raison la pression à la base

$$P_2 \approx \rho g H. \tag{9.13}$$

La grandeur $H$ peut être considérée comme l'épaisseur d'une atmosphère homogène à densité constante $\rho$ telle qu'elle produit à la base la même pression que l'atmosphère considérée. C'est pourquoi la grandeur $H$ est souvent appelée *hauteur de l'atmosphère homogène*. Elle caractérise l'épaisseur de l'atmosphère. En effet, l'expression

(9.13) peut s'écrire

$$mg_{\odot}H = kT, \tag{9.14}$$

où $m$ et $k$ sont $\mu$ et R calculés pour une particule. Cette dernière égalité signifie que les particules des gaz atmosphériques se distribuent de façon que leur énergie cinétique la plus probable soit égale à l'énergie potentielle qui correspond à une montée à la hauteur $H$.

Comme la photosphère est constituée essentiellement d'hydrogène non ionisé, $\mu \approx 1$. En portant cette valeur dans (9.14) et en posant $T = 6000°$ et $g_{\odot} = 2{,}7 \cdot 10^4$ cm/s², on amène

$$H = \frac{RT}{\mu g_{\odot}} \approx 180 \text{ km}. \tag{9.15}$$

Par conséquent, la densité de la photosphère change d'une valeur notable sur une étendue égale à des centaines de kilomètres, ce qui vaut environ 1/3000 du rayon solaire.

D e n s i t é d e l a m a t i è r e e t p r e s s i o n d a n s l a p h o t o s p h è r e. Nous avons montré au § 108 que la couche qui fournit la plus grande partie du rayonnement émis se situe à la profondeur optique $\tau = 1$. Donc, d'après la définition de l'épaisseur optique (7.29),

$$\tau = \varkappa\rho H \approx 1. \tag{9.16}$$

Dans cette expression, $\varkappa$ est le coefficient d'absorption calculé par 1g de matière. Pour la matière de la photosphère, sa moyenne est de 0,6 cm²/g. En posant $H = 180$ km, on obtient

$$\rho = \frac{1}{\varkappa H} = \frac{1}{0{,}6 \text{ cm}^2/\text{g} \cdot 1{,}8 \cdot 10^7 \text{ cm}} = 10^{-7} \text{ g/cm}^3.$$

Des calculs plus précis montrent que dans la photosphère la densité varie de $0{,}1 \cdot 10^{-7}$ g/cm³ dans les couches supérieures à $5 \cdot 10^{-7}$ g/cm³ dans les couches les plus profondes. Vu que la masse d'un atome d'hydrogène est de $1{,}6 \cdot 10^{-24}$ g, cela signifie que 1 cm³ de la photosphère compte de $6 \cdot 10^{15}$ à $3 \cdot 10^{17}$ atomes. Maintenant on trouve aisément, d'après la formule (7.9), la pression du gaz en posant $\mu =$ = 1g/mole et $T = 6000°$ qui, évidemment, varie de $5 \cdot 10^3$ à $2{,}5 \cdot 10^5$ dynes/cm². La pression de $10^5$ dynes/cm² correspond à 100 millibars ou environ à 0,1 atmosphère.

Ces raisonnements ne sont qu'une illustration grossière des étapes principales dans la détermination des propriétés physiques de la matière de la photosphère. Les résultats numériques obtenus sont très approchés. Ils donnent néanmoins, une idée correcte des conditions qui règnent dans la photosphère et s'accordent bien avec les valeurs plus précises du tableau 6 où la profondeur géométrique $h$ se compte à partir du niveau qui correspond au bord observé du Soleil avec le signe « + » en haut, et avec le signe « — » en profondeur de la photosphère.

Ainsi, la photosphère est une couche mince de gaz très opaque d'une épaisseur de quelques centaines de kilomètres, où la concentration des particules est de $10^{16}$ à $10^{17}$ par $cm^3$, la température de 5000 à 6000° et la pression près de 0,1 atmosphère.

Dans ces conditions tous les éléments chimiques à faible potentiel d'ionisation (de quelques volts, par exemple, Na, K, Ca) sont ionisés. Les autres éléments, y compris l'hydrogène, restent essentiellement à l'état neutre.

La photosphère est au Soleil l'unique domaine de l'hydrogène neutre. Toutefois, elle possède quand même des électrons libres résultant d'une ionisation négligeable de l'hydrogène et pratiquement totale des métaux. Le rôle de ces électrons est extrêmement important: en se combinant avec les atomes neutres d'hydrogène, ils forment des atomes particuliers que sont les ions d'hydrogène négatifs ($H^-$). Ce sont des protons auxquels sont liés non pas un électron, comme dans le cas général, mais deux électrons. Les ions négatifs d'hydrogène se forment en une quantité négligeable : des cent millions d'atomes en moyenne, il n'y en a qu'un qui devient ion négatif. Les ions $H^-$ possèdent un pouvoir d'absorption extraordinaire du rayonnement, surtout dans les domaines infrarouge et visible du spectre. Il s'ensuit que malgré leur concentration négligeable, les ions négatifs d'hydrogène sont la cause principale de l'absorption par la matière de la photosphère du rayonnement visible du spectre.

## § 122. Granulation et zone convective

Les observations visuelles et photographiques réalisées dans des conditions atmosphériques particulièrement propices permettent de déceler la structure fine de la photosphère qui ressemble à des cumulus serrés ou des grains de riz épars (fig. 135). Les formations circulaires claires s'appellent *granules* et la structure elle-même *granulation*. Les dimensions angulaires des granules sont égales ou inférieures à 1″ d'arc, ce qui correspond au Soleil à une distance inférieure à 700 km. Chaque granule isolée « existe » en moyenne 5 à 10 minutes, après quoi elle se décompose pour céder sa place à une autre.

Les granules sont entourées d'intervalles sombres qui forment une sorte de cellules. Les raies spectrales des granules et des espaces intergranulaires sont déplacées respectivement vers le bleu et le rouge. Cela signifie que dans les granules la matière monte, et autour d'elles, elle descend. La vitesse de ce mouvement est de 1 à 2 km/s.

La granulation est la manifestation observable de la zone convective qui repose sous la photosphère. La zone convective est celle où se poursuit un brassage actif de la matière résultant de la montée et de la descente des masses isolées de gaz (*éléments de la convection*). Après avoir parcouru une distance égale à peu près à leurs dimensions

il semble qu'elles se dissolvent dans le milieu ambiant en engendrant de nouvelles hétérogénéités. Dans les couches extérieures, plus froides, ces hétérogénéités sont plus petites. Dans les couches les plus hautes de la zone convective, directement sous la photosphère, les mouvements sont brusquement freinés et la convection prend subitement fin. De cette façon, la photosphère subit d'en bas une sorte de « bombardement » par des éléments de convection. Ces chocs engendrent

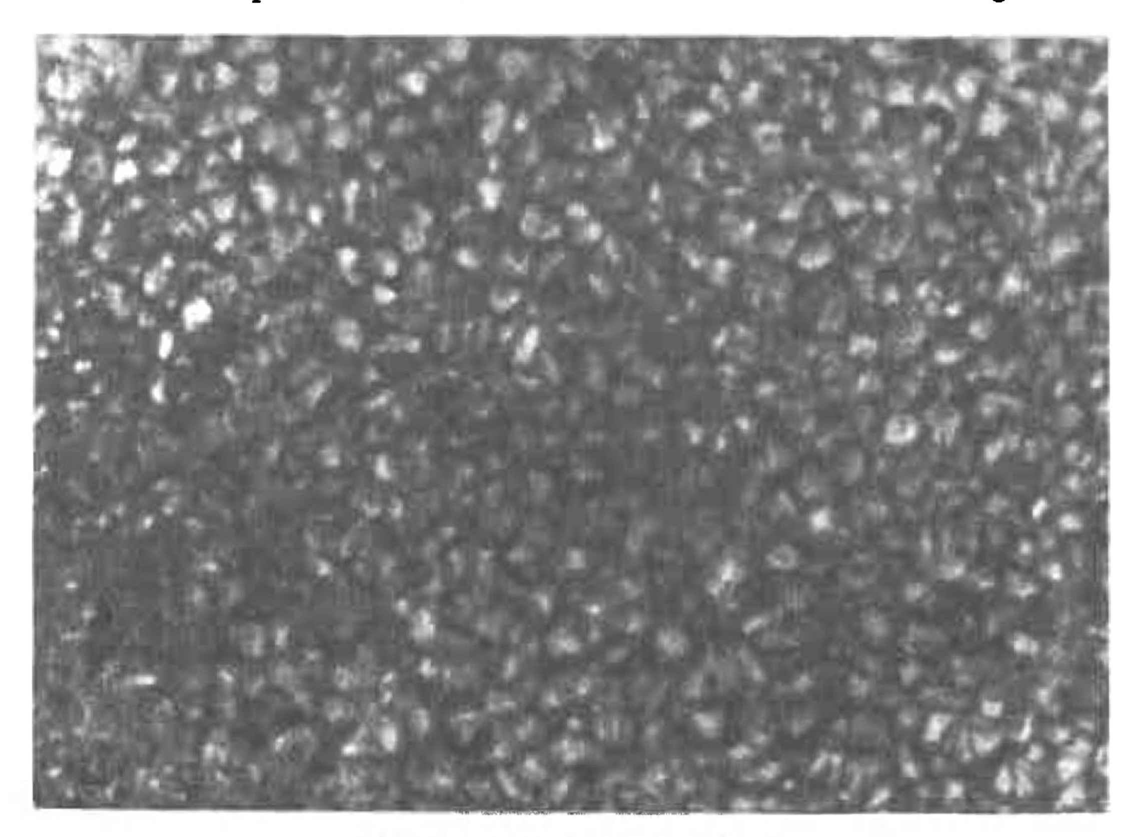


Fig. 135. Granulation solaire.

des perturbations observables sous la forme de granules, et la photosphère elle-même acquiert un mouvement ondulatoire à période correspondant à la fréquence des oscillations propres de la photosphère (5 minutes environ). Ces oscillations et perturbations engendrées dans la photosphère y produisent des ondes dont la nature les apparente aux ondes acoustiques dans l'air. Comme nous le verrons au paragraphe suivant, ces ondes jouent un rôle important pour les couches plus hautes de l'atmosphère solaire.

## § 123. Couches extérieures de l'atmosphère solaire

Nous avons déjà dit que la densité de la matière de la photosphère diminue rapidement avec la hauteur et que les couches extérieures de l'atmosphère solaire se trouvent très raréfiées.

La température des couches extérieures de la photosphère où la densité se ramène à $3 \cdot 10^{-8}$ g/cm$^3$, tombe à 4500°. Cette valeur de la température est minimale pour toute l'atmosphère solaire. Dans les couches plus élevées, la température monte de nouveau. Elle augmente d'abord lentement jusqu'à quelques dizaines de milliers de degrés, ce qui s'accompagne de l'ionisation de l'hydrogène, et puis de l'hélium. C'est la partie de l'atmosphère solaire qui s'appelle chromosphère.

Les couches supérieures de la chromosphère où la raréfaction atteint $10^{-15}$ g/cm$^3$, c'est-à-dire où chaque centimètre cube ne compte que $10^9$ atomes, sont le siège d'une autre augmentation brusque de la température jusqu'au niveau extraordinaire d'un million de degrés. C'est la limite où commence la couronne, partie la plus extérieure et la plus raréfiée de l'atmosphère solaire.

L'origine d'un échauffement aussi fort des couches les plus extérieures de l'atmosphère solaire réside dans l'énergie des ondes acoustiques qui, comme nous l'avons déjà dit au § 122, apparaissent dans la photosphère par suite du mouvement des éléments de convection. En se propageant en haut, c'est-à-dire dans des couches à densité plus faible, l'amplitude de ces ondes augmente jusqu'à quelques kilomètres en les transformant en ondes de choc. Dans ces conditions, les mouvements ondulatoires réguliers des domaines étendus de l'atmosphère se fractionnent en masses de gaz isolées plus petites, qui se meuvent d'une façon désordonnée. Ce processus porte le nom de *dissipation des ondes*. Cette dissipation qui est forte surtout dans la chromosphère et la couronne, conduit à l'augmentation des vitesses chaotiques des atomes isolés, c'est-à-dire à l'accroissement des mouvements thermiques des particules. Il en résulte que la température de la chromosphère et de la couronne augmente.

## § 124. Chromosphère

L'éclat intégral de la chromosphère, c'est-à-dire celui de tout son spectre, est des centaines de fois plus faible que dans le cas de la photosphère, bien que leur rayonnement dans les raies les plus intenses soit commensurable. L'observation de la chromosphère impose donc le recours à des méthodes spéciales qui permettent de séparer son rayonnement faible du flux de rayonnement puissant de la photosphère.

La méthode la plus commode et historiquement la première a été celle des observations réalisées au voisinage des deuxième et troisième contacts des éclipses solaires totales.

Dès que la Lune recouvre complètement la photosphère, on voit aussitôt apparaître le croissant rose brillant de la chromosphère. Sa largeur donne une idée de l'épaisseur de la chromosphère qui est de 16 à 20″, c'est-à-dire de 12000 à 15 000 km. Le spectre de la chro-

mosphère est composé de raies d'émission brillantes (fig. 136). Pendant l'observation on a l'impression qu'elles s'allument au moment de la phase totale de l'éclipse. C'est la raison pour laquelle le spectre de la chromosphère a reçu le nom de *spectre-éclair*. Ce dernier ressemble beaucoup au spectre du Soleil dans lequel toutes les raies d'absorption sont remplacées par les raies d'émission, tandis que le spectre continu est presque totalement absent. Pourtant dans le spectre de la chromosphère les raies des éléments ionisés et difficilement excitables sont plus fortes que dans le spectre de la photosphère.

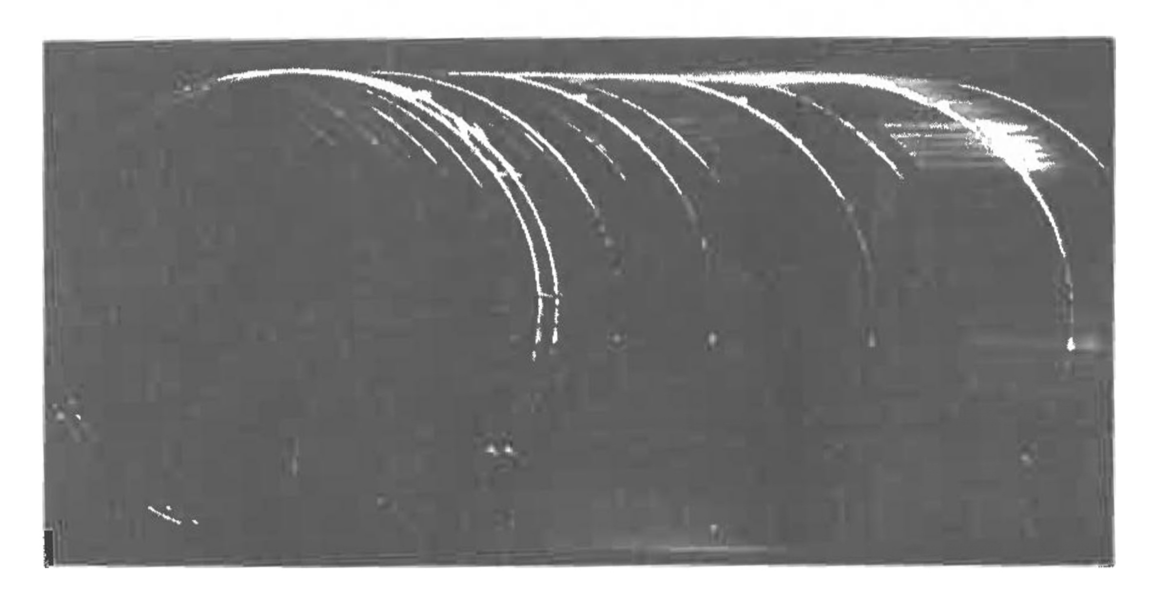


**Fig. 136. Spectre-éclair.**

Notamment, dans le spectre de la chromosphère les raies d'hélium sont très fortes, alors que dans le spectre de Fraunhofer elles sont pratiquement invisibles. Ces particularités du spectre confirment que la température dans la chromosphère croît.

Les raies les plus intenses du spectre de la chromosphère sont celles de calcium ionisé, d'hydrogène et d'hélium, dans lesquelles la chromosphère est opaque, tandis qu'elle est extrêmement transparente au rayonnement visible continu. Par conséquent, les parties centrales de fortes raies de Fraunhofer traduisent le rayonnement de la chromosphère et non pas de la photosphère. Cette circonstance est à la base de la méthode importante de l'étude de la chromosphère dans des intervalles très étroits du spectre qui correspondent à la partie centrale d'une raie quelconque (le plus souvent d'hydrogène $H_\alpha$ ou de calcium ionisé K) ; à cet effet, le Soleil est photographié à l'aide d'un appareil spécial, le spectrohéliographe. Puisque la chromosphère est opaque à ces raies, tous les détails observables sur le cliché (sur le spectrohéliogramme) appartiennent à la chromosphère (fig. 137).

Nous voyons ainsi que les raies de Fraunhofer rendent possible l'étude des couches de l'atmosphère solaire à des profondeurs différentes. Plus le coefficient d'absorption est faible, c'est-à-dire plus la matière est transparente, plus les couches accessibles à l'observa-

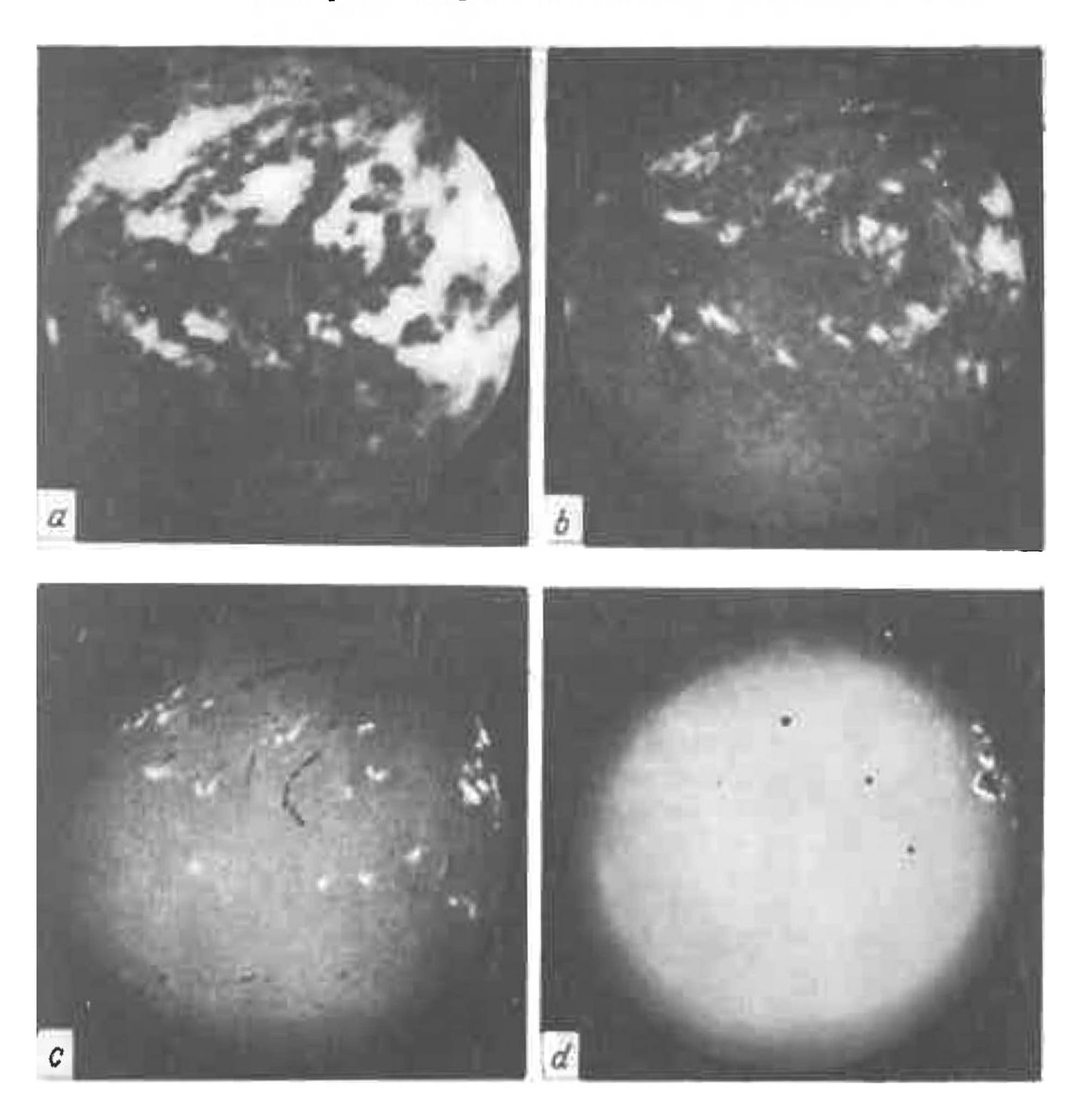



Fig. 137. Spectrohéliogrammes dans les raies de $L_\alpha$ d'hydrogène (*a*), de K de calcium ionisé (*b*), de $H_\alpha$ d'hydrogène (*c*) et la photographie de la photosphère dans la lumière blanche (*d*), obtenus au cours d'une même journée.

tion sont profondes. Nous avons montré au § 107 que l'absorption dans les raies spectrales diminue du centre vers l'aile. Aussi dans les ailes des raies, ainsi que dans les parties centrales des raies faibles, observe-t-on des niveaux différents de la photosphère, tandis que

les parties centrales des raies fortes permettent d'étudier la chromosphère.

Lorsqu'on étudie les clichés de la chromosphère, l'attention est attirée en premier lieu par sa structure inhomogène bien plus nette que la granulation de la photosphère. Les formations structurelles les plus petites de la chromosphère s'appellent *spicules*. Elles ont une forme allongée dans le sens radial surtout. Leur longueur est de quelques milliers de kilomètres, leur diamètre atteignant un millier de kilomètres. A la vitesse de quelques dizaines de kilomètres par seconde les spicules montent de la chromosphère vers la couronne où elles se dissolvent. De cette façon les spicules assurent l'échange de matière entre la chromosphère et la couronne. Comme nous le verrons ci-dessous, la matière coronale peut également descendre dans la chromosphère.

Les spicules forment à leur tour une structure plus grosse, appelée *réseau chromosphérique*, engendré par les mouvements ondulatoires dus aux éléments beaucoup plus grands et plus profonds de la zone convective sous-jacente de la photosphère que les granules.

## § 125. Couronne

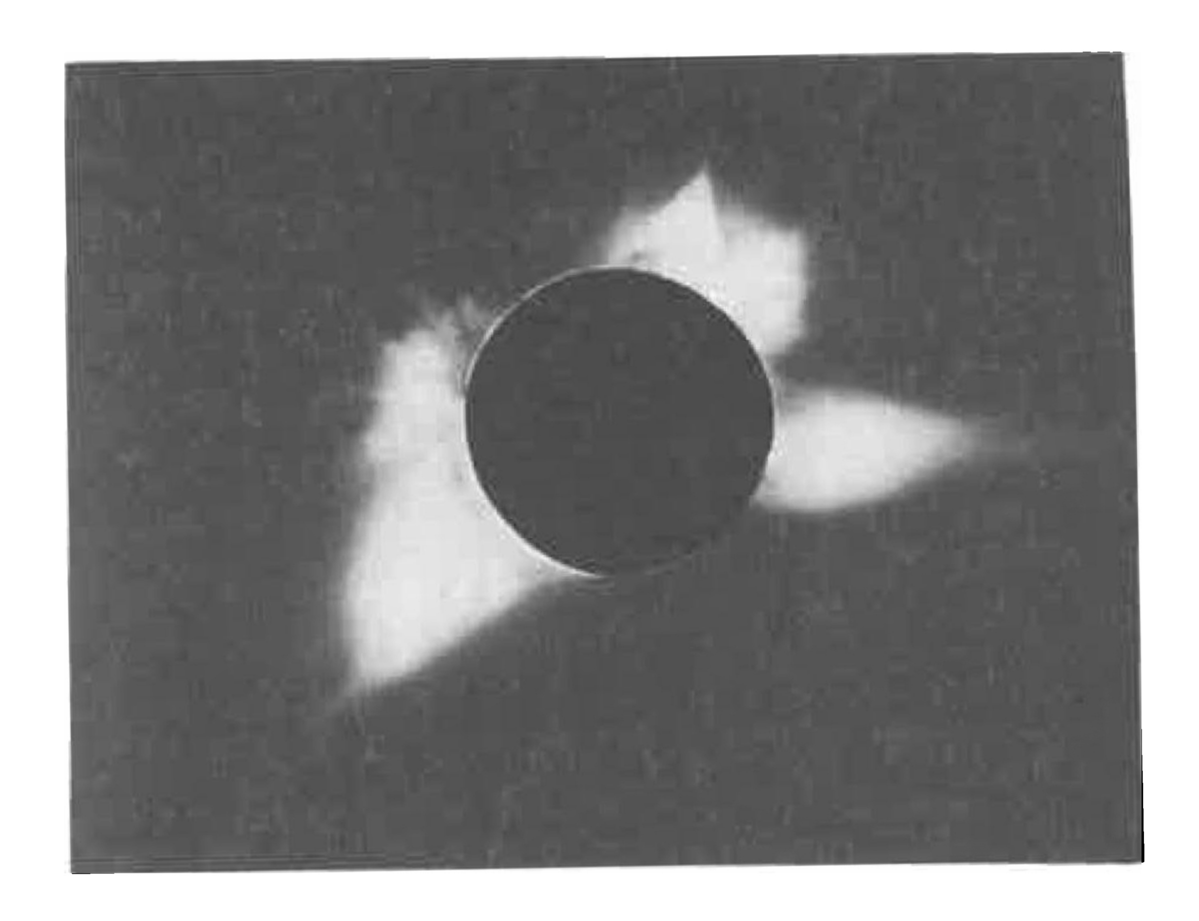
L'éclat de la couronne solaire est un million de fois plus faible que celui de la photosphère et ne dépasse pas l'éclat de la pleine Lune. C'est pourquoi la couronne solaire n'est observable que pendant la phase totale des éclipses solaires et en dehors des éclipses seulement à l'aide des coronographes.

Les contours de la couronne ne sont pas bien nets, sa forme est irrégulière et change fortement avec le temps. On peut en juger en comparant les clichés obtenus pendant les éclipses différentes (fig. 138).

L'éclat de la couronne diminue des dizaines de fois à mesure qu'on s'éloigne du bord du Soleil à la grandeur de son rayon. La partie la plus brillante de la couronne éloignée du limbe à 0,5 ou 1 rayon solaire s'appelle *couronne interne*, et la partie restante très étendue, *couronne externe*.

La propriété importante de la couronne est sa structure rayonnante. Les rayons lumineux peuvent être de différentes longueurs allant jusqu'à des dizaines de rayons solaires. A la base les rayons lumineux s'épaississent, certains d'entre eux fléchissant dans le sens des rayons voisins.

La couronne interne est également très riche en formations structurelles qui ont la forme des arches, des casques, des nuages isolés (condensations coronales). Très particulière est la structure qu'on observe parfois près des pôles : de courts rayons légèrement incurvés forment ce qu'on appelle les brosses polaires.



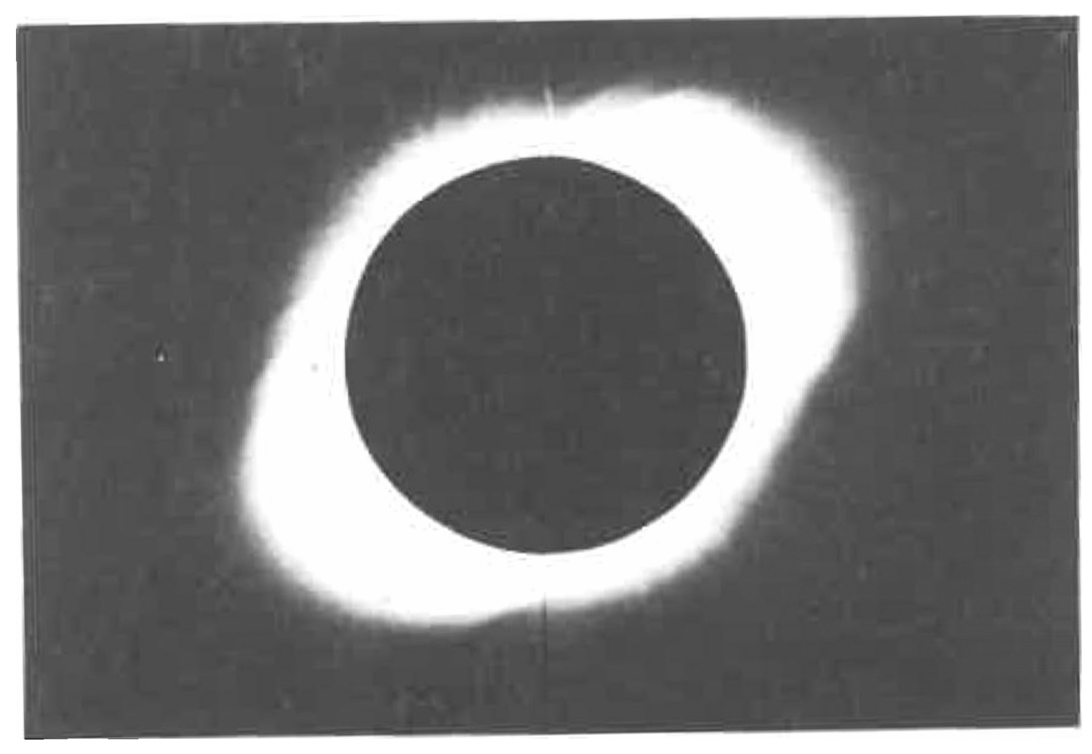


**Fig. 138.** Couronne au maximum (en haut) et au minimum (en bas) de taches solaires.

Le spectre de la couronne possède plusieurs traits importants. Il a à sa base un fond continu faible à distribution d'énergie identique à celle du spectre continu du Soleil. Sur ce fond continu du spectre on observe dans la couronne interne des raies d'émission brillantes dont l'intensité diminue avec l'éloignement du Soleil (fig. 139). On ne parvient pas à réproduire la plupart de ces raies dans les conditions de laboratoire. Dans la couronne externe on

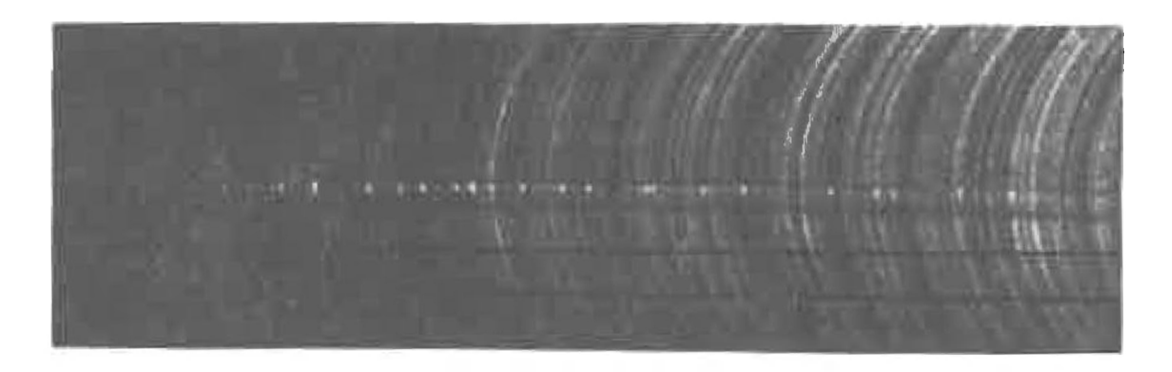


Fig. 139. Spectres de la couronne solaire et d'une protubérance obtenus à à l'aide d'un coronographe.

observe des raies de Fraunhofer du spectre solaire, mais d'une profondeur plus faible par rapport à la photosphère.

Le rayonnement de la couronne est polarisé; à la distance de 0,5 $R_{\odot}$ environ du bord du Soleil la polarisation augmente de 50 % pour s'affaiblir à des distances plus grandes.

La similitude dans la distribution de l'énergie des spectres continus de la couronne et de la photosphère traduit le fait que le rayonnement de la couronne n'est autre chose que la lumière diffuse de la photosphère. La polarisation de cette lumière permet d'établir la nature des particules diffusantes. Une polarisation aussi forte ne peut être produite que par des électrons libres.

Puisque le long du rayon visuel se situent des secteurs de la couronne qui diffusent le rayonnement incident de la photosphère non seulement sous un angle de 90°, mais aussi sous d'autres angles (fig. 140), la polarisation totale observée n'est qu'une polarisation partielle. Pour les parties de la couronne plus éloignées du Soleil, les angles formés par le rayon visuel et la direction des rayons incidents sont plus proches de 90°. La polarisation doit donc s'accroître avec la hauteur et c'est ce qu'on observe précisément dans la couronne interne. Or, dans la couronne externe, la polarisation diminue, ce qui témoigne de la présence d'un rayonnement non polarisé dont la part relative augmente avec la hauteur.

Cette composante non polarisée est à l'origine des raies de Fraunhofer dans la couronne externe et c'est pourquoi on l'appelle *couronne*

*de Fraunhofer*. La couronne de Fraunhofer n'a rien à voir avec l'atmosphère solaire. C'est une lumière solaire diffusée sur de menus grains de poussière interplanétaire de l'espace entre la Terre et le Soleil. En diffusant la lumière, ils la polarisent faiblement. Ces grains de poussière ont la propriété de diffuser dans la même direction la plus grande partie du rayonnement incident (fig. 141). C'est ce qui fait que la diffusion par les grains de poussière est la plus intense au voisinage du Soleil, ce qui donne l'impression d'une « fausse couronne ».

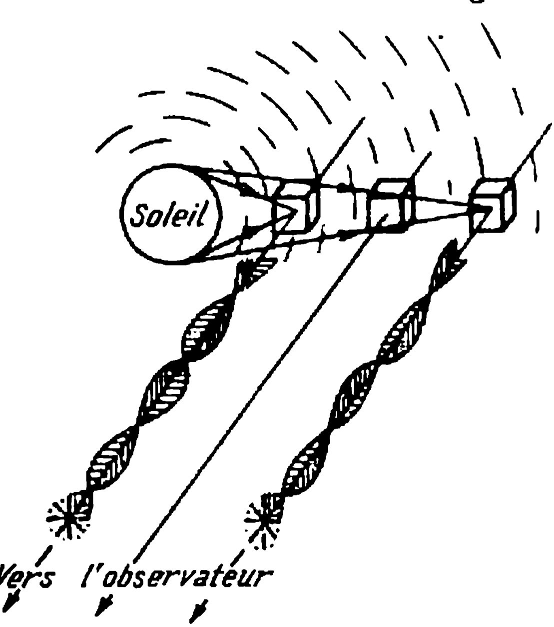


Fig. 140. Polarisation de la lumière dans la couronne.

En chaque point de la couronne l'éclat est proportionnel à la quantité d'électrons qui se trouvent dans le rayon visuel. Un électron libre diffuse environ la $10^{-24}$-ième partie du rayonnement qui frappe une surface de 1 cm². L'éclat de la couronne étant un million de fois plus faible que celui de la photosphère, cela signifie qu'une colon-

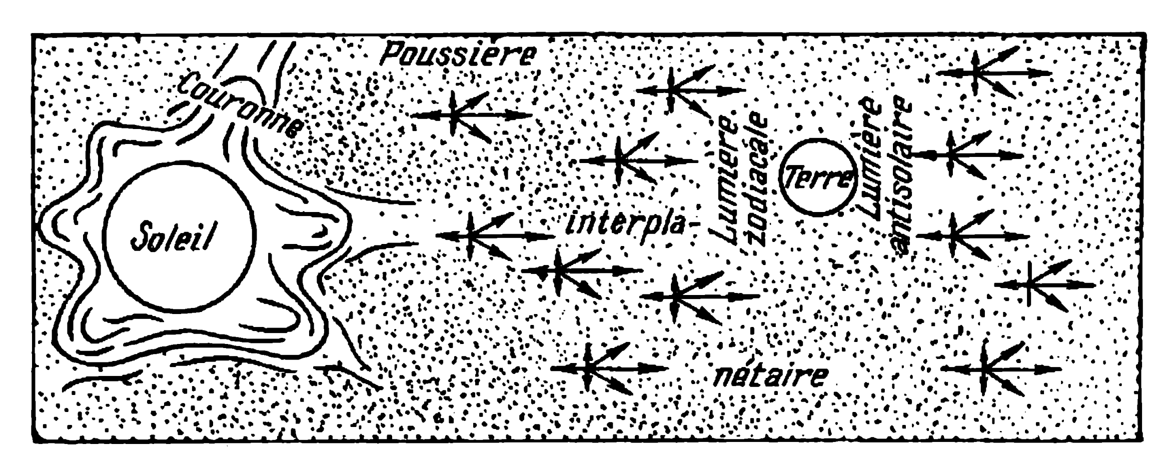


Fig. 141. Diffusion du rayonnement solaire sur les grains de poussière interplanétaires et formation de la couronne de Fraunhofer. Les longueurs des flèches sont proportionnelles à l'intensité des rayons diffus.

ne de la couronne de 1 cm² de section le long du rayon visuel contient

$$10^{-6}/10^{-24} = 10^{18} \text{ électrons libres.}$$

Puisque l'épaisseur de la couronne, mesurée à l'échelle de hauteur est plusieurs fois inférieure au rayon du Soleil, c'est-à-dire puisqu'elle

est de l'ordre de $10^{10}$ cm, 1 cm³ de la matière de la couronne compte en moyenne

$$\frac{10^{18}}{10^{10}} = 10^8 \text{ électrons libres.}$$

Ces électrons ne peuvent avoir à l'origine que l'ionisation de la matière. Toutefois, dans son ensemble, le gaz ionisé (le plasma) doit être neutre. Par conséquent, la concentration des ions dans la couronne doit également être de l'ordre de $10^8$ cm$^{-3}$. Une grande partie de ces ions est fournie par l'ionisation de l'hydrogène, élément le plus abondant du Soleil. Mais la couronne ne doit pas contenir d'hydrogène neutre parce que les raies de cet élément sont totalement absentes dans son spectre d'émission. Ainsi, la concentration générale des particules dans la couronne doit être égale à la somme des concentrations des ions et des électrons libres, c'est-à-dire son ordre de grandeur approchée est de $2 \cdot 10^8$ cm$^{-3}$.

Les raies d'émission de la couronne solaire appartiennent à des éléments chimiques ordinaires mais qui sont portés à des degrés d'ionisation très élevés. La raie verte, la plus intense de la couronne, à longueur d'onde 5303Å, est émise par l'ion Fe XIV, c'est-à-dire par un atome de fer dépouillé de 13 électrons. Une autre raie intense, la raie coronale rouge ($\lambda$ = 6374Å), appartient au fer neuf fois ionisé Fe X. Les autres raies d'émission sont identifiées aux ions Fe XI, Fe XIII, Ni XIII, Ni XV, Ni XVI, Ca XII, Ca XV, Ar X, etc.

Les raies coronales sont des raies interdites. Leur présence dans le spectre témoigne d'une raréfaction très poussée de sa matière. La formation des ions coronaux hautement ionisés exige des énergies de centaines d'électrons-volts (par exemple, le potentiel d'ionisation de Fe X est de 233 V, de Fe XIV, 355 V, de Ca XV, 814 V). A titre de comparaison rappelons que pour arracher un seul électron d'un atome d'hydrogène il ne faut qu'une énergie de 13,6 eV. Puisque l'intensité du rayonnement de la couronne est trop faible pour produire une forte ionisation, cette dernière a à l'origine les chocs des atomes, et avant tout avec des électrons libres. L'énergie de ces électrons doit s'élever à des centaines d'électrons-volts et leur vitesse atteindre de nombreux milliers de kilomètres par seconde. Ces quantités ont été utilisées au § 108 pour définir la température de la couronne qui est de l'ordre d'un million de degrés.

Ainsi, la couronne solaire est un plasma raréfié à température voisine d'un million de degrés.

La température élevée de la couronne a pour conséquence, comme nous l'avons déjà dit, son étendue extraordinaire. En effet, d'après la formule (9.5), l'échelle de hauteur est proportionnelle à la température. En tenant compte du poids moléculaire du gaz ionisé de la couronne qui est deux fois plus petit que celui de l'hydrogène

neutre de la photosphère, alors que la température est 150 fois plus grande, on obtient que l'épaisseur de la couronne est des centaines de fois plus grande que la photosphère s'étalant sur des centaines de milliers de kilomètres, ce qui s'accorde bien avec les observations.

## § 126. Rayonnement radio du Soleil calme

Le rayonnement radio solaire se distingue par une forte variabilité, surtout à de basses fréquences. En enregistrant la valeur minimale de la puissance, le rayonnement observé peut être divisé

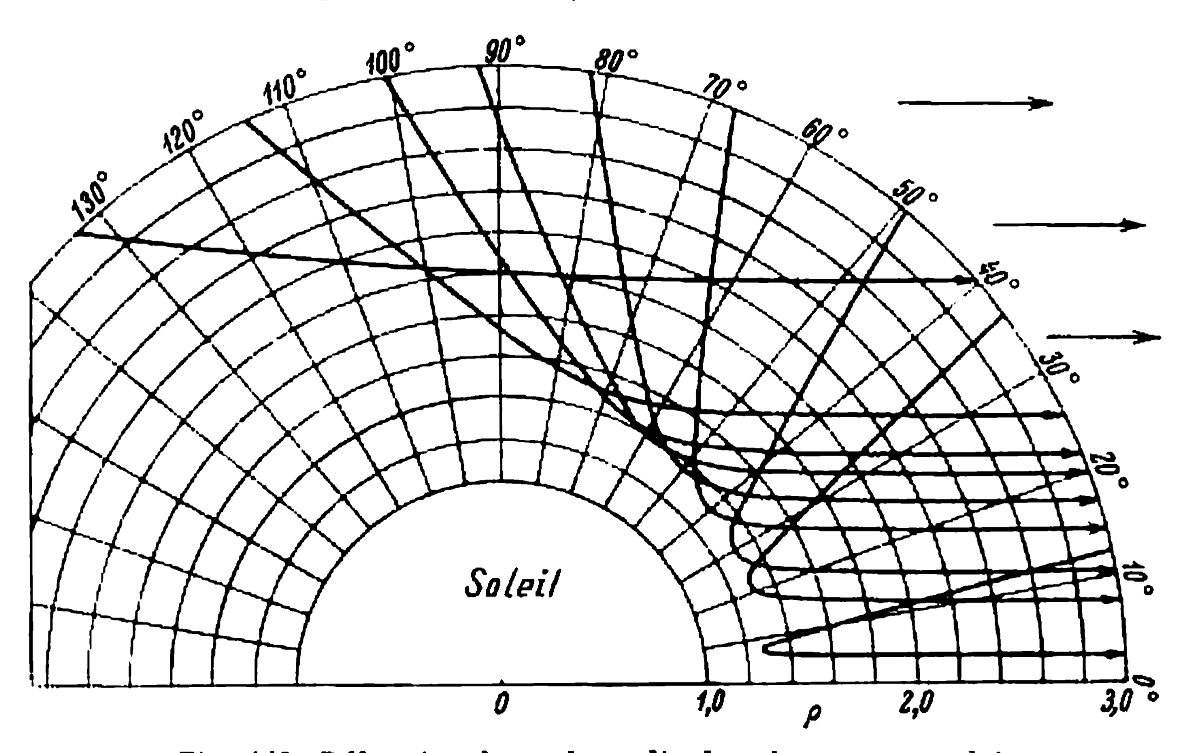



Fig. 142. Réfraction des ondes radio dans la couronne solaire.

en deux parties, une partie constante et une variable. La première s'appelle rayonnement radio-électrique du *Soleil calme* et la deuxième, rayonnement radio-électrique du *Soleil actif*.

La couronne solaire très transparente pour le rayonnement visible laisse mal passer les ondes radio qu'elle absorbe et réfracte (fig. 142). Il en résulte que la couronne solaire doit émettre des ondes radio presque comme un corps noir porté à la température d'un million de degrés (p. 288). Il s'ensuit que la température de la couronne se détermine d'après la température de brillance du rayonnement radio solaire.

Sur les ondes métriques la température de brillance de la couronne est en effet près d'un million de degrés. Elle est plus faible sur les ondes plus courtes. Il en est ainsi du fait de l'augmentation de la

profondeur d'où ce rayonnement est issu, par suite de la diminution des propriétés d'absorption du plasma (fig. 143). Ainsi, par exemple, sur les ondes centimétriques, le rayonnement sort sans obstacles de la chromosphère supérieure, et sur des ondes millimétriques, de ses couches moyennes et inférieures.

Les méthodes radiométriques permettent d'observer la couronne à des distances énormes atteignant des dizaines de rayons. Ceci

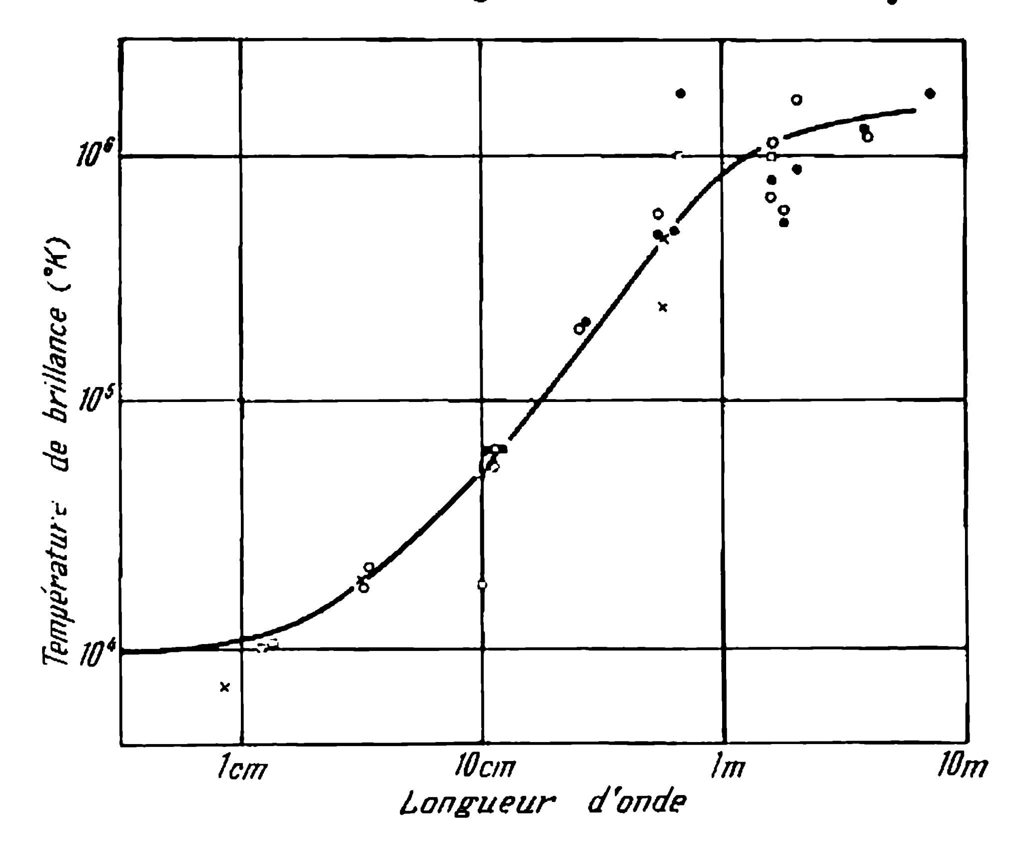



Fig. 143. Température de brillance du Soleil calme en fonction de la longueur d'onde de la gamme des ondes radio.

est possible grâce à ce que chaque année en juin, dans son mouvement sur l'écliptique, le Soleil passe à proximité d'une source puissante de rayonnement radio, la nébuleuse du Crabe dans la constellation du Taureau. En traversant la couronne solaire, les ondes radio émises par cette source sont diffusées par des hétérogénéités isolées de la couronne. Il en résulte que pendant l'« éclipse » de la nébuleuse du Crabe par les parties extérieures de la couronne solaire, on enregistre un affaiblissement de la brillance radio de la source. Les régions de la couronne les plus éloignées du Soleil découvertes de cette façon s'appellent *couronne lointaine*. Les recherches ultérieures ont montré que l'atmosphère solaire s'étend très loin, jusqu'à l'orbite de la Terre. Le témoignage en est fourni par la découverte d'une faible

polarisation de la lumière zodiacale. D'autre part, l'étude du mouvement de la matière dans les queues des comètes a montré qu'il existe un courant permanent du plasma à partir de la couronne à la vitesse qui augmente progressivement avec l'éloignement du Soleil pour atteindre 300 ou 400 km/s à la distance de la Terre. Cette expansion de la couronne dans l'espace interplanétaire s'appelle *vent solaire.*

L'étude du plasma interplanétaire réalisée à l'aide des appareils cosmiques a permis d'enregistrer directement le flux des protons et des électrons du vent solaire qui correspond à la vitesse de propagation à partir du Soleil de l'ordre de quelques centaines de kilomètres par seconde et à la concentration des particules près de la Terre à raison de 1 à 10 protons/cm$^3$.

## § 127. Formations actives de l'atmosphère solaire

Dans l'atmosphère solaire apparaissent de temps en temps des formations actives qui changent rapidement d'aspect et qui tranchent nettement sur les régions avoisinantes non perturbées dont les propriétés et la structure ne changent pas ou presque avec le temps. Les manifestations de l'activité solaire diffèrent suivant qu'elles ont lieu dans la photosphère, la chromosphère ou la couronne. Pourtant elles ont toutes le même phénomène à l'origine, celui du champ magnétique toujours présent dans les régions actives.

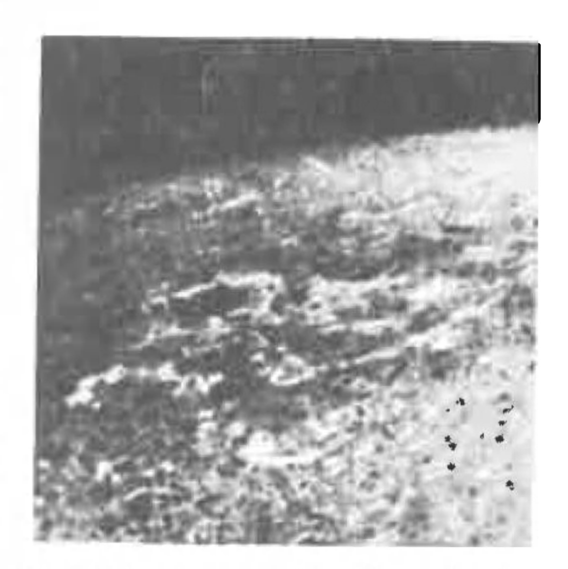


Fig. 144. Photographie d'une facule.

F a c u l e s. Dans les régions non perturbées de la photosphère il n'y a qu'un champ magnétique général du Soleil dont l'intensité est voisine de 1 œrsted. Dans les régions actives, l'intensité du champ magnétique devient des centaines et même des milliers de fois plus forte. Un renforcement peu important du champ magnétique jusqu'à des dizaines et des centaines d'œrsteds déclencne la formation dans la photosphère d'une région plus brillante que celles qui l'entourent et qui s'appelle *facule.* Toutes les facules prises ensemble peuvent couvrir une partie importante de la surface solaire visible. Elles se distinguent par une structure fine caractéristique et se composent de nombreux filaments, points brillants et nœuds: ce sont des granules faculaires (fig. 144).

Les facules sont le mieux visibles au bord du disque solaire (leur éclat est ici de 10 % supérieur à celui de la photosphère) alors qu'au centre elles sont presque invisibles. Cela signifie qu'à un certain niveau de la photosphère, la facule est plus chaude de 200 à 300° par rapport aux régions voisines non perturbées, tandis qu'à un autre niveau, elle est plus froide.

L'apparition d'une facule est liée à la propriété importante du champ magnétique de faire obstacle au mouvement de la matière ionisée à travers les lignes de force. Si l'énergie du champ magnétique est suffisante, il n'« autorise » le mouvement de la matière que le long de ses lignes de force. Un champ magnétique faible dans la région de la facule ne peut pas supprimer les mouvements de convection relativement puissants. Cependant, il peut les régulariser. Dans les cas courants, chaque élément de la convection, en plus d'un mouvement ascendant ou descendant suivant la verticale est généralement animé de petits mouvements désordonnés dans le plan horizontal. Ces mouvements qui provoquent le frottement entre les éléments de convection isolés, sont freinés par le champ magnétique de la région de la facule, ce qui favorise la convection et permet aux gaz chauds de monter à une hauteur plus grande et de transporter un plus grand flux d'énergie. L'apparition d'une facule est donc associée au renforcement de la convection dû à un champ magnétique faible.

Les facules sont des formations relativement stables. Elles peuvent exister sans grands changements pendant plusieurs semaines et même des mois.

T a c h e s. Les taches peuvent apparaître dans les régions des facules où le renforcement du champ magnétique atteint une valeur maximale.

Une tache solaire apparaît sous la forme d'un pore minuscule à peine perceptible sur le fond des intervalles intergranulaires sombres. En l'espace d'une journée le pore se développe en une tache sombre circulaire bien délimitée et dont le diamètre s'accroît progressivement jusqu'à plusieurs dizaines de milliers de kilomètres (fig. 145). Ce phénomène s'accompagne d'une augmentation progressive de l'intensité du champ magnétique qui au centre de grosses taches atteint quelques milliers d'œrsteds.

Il arrive que dans les limites d'une petite région étendue dans le sens de l'équateur apparaissent plusieurs petites taches formant *groupe*. Des taches isolées apparaissent de préférence aux limites Est et Ouest de la région où deux taches se développent plus fort que les autres, la tache de *tête* (Ouest) et la tache de *queue* (Est). Les champs magnétiques des deux taches principales et de petites taches qui leur adhèrent sont toujours de polarité opposée d'où le nom de *bipolaire* qu'on donne à ces groupes. Trois ou quatre jours après l'apparition de grandes taches, il se forme autour d'elles une

pénombre à structure radiale caractéristique. Avec le temps, la surface couverte par le groupe augmente, atteignant en dix jours son maximum. Ensuite les taches commencent à diminuer et disparaissent progressivement, d'abord les plus petites, puis la tache de queue (qui se décompose préalablement en plusieurs taches) et enfin, la tache de tête. En tout, ce processus dure près de deux mois, mais certains groupes de taches n'arrivent pas à passer par tous ces stades et disparaissent avant.

La partie centrale de la tache dite ombre ne fait que paraître noire à cause de la grande brillance de la photosphère. L'éclat de

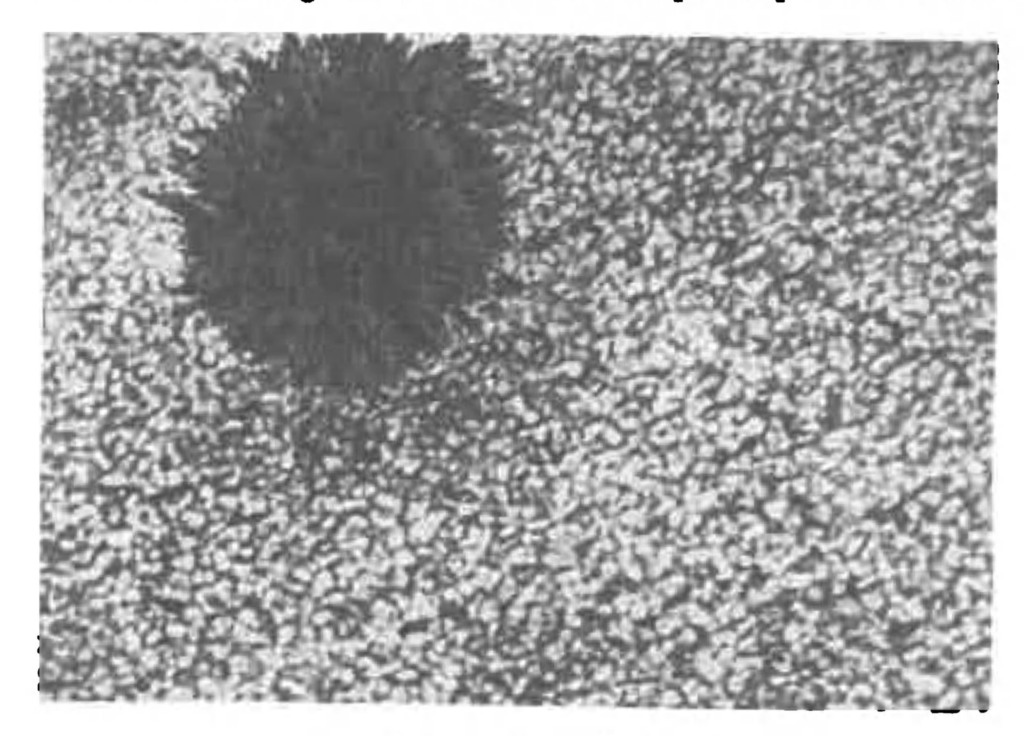


Fig. 145. Grande tache solaire.

l'ombre n'est en effet qu'une dizaine de fois plus faible que celui de la photosphère, et celui de la pénombre vaut 3/4 de l'éclat de la photosphère. D'après la loi de Stefan-Boltzmann cela signifie que la température de la tache est de 2000 à 2500 degrés plus basse que celle de la photosphère.

La baisse de température dans la tache s'explique par l'action que le champ magnétique exerce sur la convection. Le champ magnétique, surtout s'il est fort, freine les mouvements de la matière à travers les lignes de force. Dans la zone convective sous la tache la circulation des gaz, qui transporte des profondeurs vers l'extérieur une part importante de l'énergie, devient plus faible. En définitive, la température de la tache baisse par rapport à la photosphère non perturbée.

F l o c u l e s. L'éclat de la chromosphère au-dessus des taches et des facules s'accroît (chromosphère active), le contraste entre la chromosphère active et calme se renforçant avec la hauteur. La figure 137 représente les spectrohéliogrammes du Soleil obtenus presque simultanément dans les raies $H_\alpha$ d'hydrogène, K de calcium ionisé et $L_\alpha$ d'hydrogène, associées respectivement aux couches de la chromosphère situées à des hauteurs de 2000 à 3000 km, de 5000 à 6000 km et de 8000 à 10 000 km. Les taches brillantes qu'on voit sur ces spectrohéliogrammes et dont les contours se confondent avec la position des facules photosphériques s'appellent *flocules*.

L'accroissement de l'éclat d'une flocule par rapport à la chromosphère ambiante calme n'autorise pas la détermination de la température, car dans une chromosphère raréfiée et très transparente au spectre continu la relation entre la température et le rayonnement ne vérifie pas la loi de Planck.

L'éclat accru de la flocule dans les parties centrales des raies fortes peut s'expliquer par l'augmentation de la densité de la matière qui dans la chromosphère est de 3 à 5 fois plus grande, la température ne changeant guère ou augmentant très peu.

E r u p t i o n s c h r o m o s p h é r i q u e s. Dans la chromosphère, le plus souvent dans le petit domaine entre les taches en développement, surtout au voisinage de la ligne de séparation de forts champs magnétiques de polarité opposée, on observe les manifestations les plus puissantes et les plus rapides de l'activité solaire, les *éruptions chromosphériques* (fig. 146). Au cours de ces phénomènes l'éclat d'un des points brillants d'une flocule devient subitement (en quelques minutes) considérablement plus fort dans toutes les raies du spectre. Ensuite, pendant quelques dizaines de minutes l'éclat diminue progressivement.

Ce brusque accroissement de l'éclat des gaz dans une éruption s'explique également par l'augmentation de la densité de la matière. Mais à la différence d'une flocule, la matière devient ici des centaines et des milliers de fois plus dense. L'allure brusque de ce processus l'assimile à une explosion, c'est-à-dire à une compression rapide et puissante de la matière dans un certain volume de la chromosphère.

Cette compression résulte de l'apparition dans certains domaines de la chromosphère d'une configuration instable du champ magnétique et du plasma qui lui est associé lorsque la force de la pression magnétique devient plus grande que la pression des gaz. Ces conditions apparaissent, par exemple, au voisinage des formations chromosphériques où le champ magnétique est faible, mais près desquelles il croît rapidement, possédant dans ces conditions une polarité différente dans des directions opposées. Autrement dit, dans la région considérée, l'intensité du champ tombe presque à zéro et le champ change de signe. Le plus souvent ces régions ont une forme très étirée (lignes neutres du champ magnétique). La pression magnétique

comprime le gaz vers le domaine de la ligne neutre d'où l'augmentation extrêmement forte de la température. Dans ces conditions les particules élémentaires (protons et électrons) sont accélérées par le champ magnétique en compression à de très hautes énergies et acquièrent des vitesses voisines de celle de la lumière. Aussi les éruptions s'accompagnent de l'accroissement du flux de la composante molle des rayons cosmiques. Outre les rayons cosmiques, il se forme

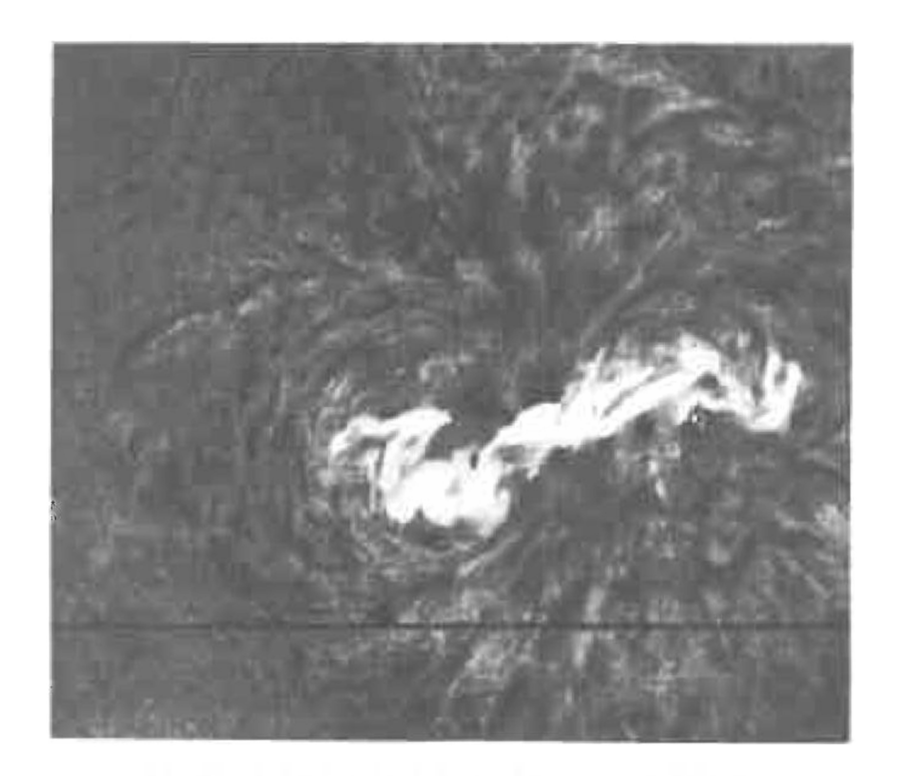


Fig. 146. Grande éruption chromosphérique.

des particules (corpuscules) de vitesses plus faibles, surtout voisines de 1000 km/s. Elles constituent ce qu'on appelle les *courants corpusculaires.*

Il y a encore deux phénomènes importants liés aux rayonnements corpusculaires des éruptions. Premièrement, quelques minutes après l'éruption on enregistre l'augmentation de la puissance du rayonnement X, surtout sur les longueurs d'onde de quelques angstrœms. Ce rayonnement est produit par le freinage des électrons rapides des rayons cosmiques dans les champs magnétiques de la région active et leurs chocs avec les particules de la matière chromosphérique. Deuxièmement, peu après l'éruption on observe une augmentation très forte (parfois des millions de fois) du rayonnement radio solaire à une certaine fréquence qui diminue avec le temps. Ce *sursaut de rayonnement radio* a à l'origine les oscillations du plasma de mêmes

fréquences provoquées par le passage par ce plasma de rayons cosmiques. Les fréquences de ces oscillations diminuent à mesure que le courant des corpuscules engendrées par l'éruption pénètre dans les couches plus élevées de la chromosphère et de la couronne.

Fig. 147. Quatre étapes de révolution d'une protubérance éruptive» observées au cours d'une heure.

De toutes les formations actives du Soleil, les éruptions se distinguent par leur pouvoir particulier d'influer sur les phénomènes géophysiques; nous en parlerons au § 131.

Protubérances. Parmi les formations actives observées dans la couronne il y a également les *protubérances*, nuages plus denses et plus froids que le milieu ambiant et qui brillent à peu près dans les mêmes raies spectrales que la chromosphère. Elles peuvent avoir des formes et des dimensions très variées. Le plus souvent ce sont des formations longues, très plates, presque perpendiculaires à la surface du Soleil. Dans leur projection sur le disque solaire (sur les spectrohéliogrammes) elles ont l'aspect de filaments incurvés (fig* 147,c). Les protubérances sont les plus grandes formations de l'atmosphère solaire, longues de centaines de milliers de kilomètres, leur largeur ne dépassant pas 6000 à 10 000 km. Leurs parties inférieures se confondent avec la chromosphère, alors que les parties supérieures s'étendent à des dizaines de milliers de kilomètres dans

la couronne. Toutefois, il existe des protubérances bien plus grandes encore (fig. 147).

Les protubérances réalisent un échange permanent de la matière entre la chromosphère et la couronne. Le témoignage en est fourni par les mouvements fréquemment observés des protubérances elles-mêmes ainsi que de leurs parties isolées qui ont lieu à des vitesses de dizaines et de centaines de kilomètres par seconde.

L'apparition, l'évolution et le mouvement des protubérances sont intimement liés à l'évolution des groupes de taches solaires. Aux premiers stades du développement de la région active des taches, il se forme près de ces taches des protubérances de faible durée qui varient rapidement. Ensuite apparaissent des protubérances calmes et stables qui subsistent sans variations perceptibles pendant plusieurs semaines et même mois, après quoi peut venir le *stade d'activisation* de la protubérance, qui se manifeste par l'apparition de puissants mouvements, de jets de matière dans la couronne et de *protubérances éruptives*, animées d'un mouvement rapide.

Zones actives de la couronne. L'aspect extérieur de la couronne est étroitement lié à la manifestation de l'activité dans les couches basses de l'atmosphère. Au-dessus des taches on observe des formations sous la forme d'arches qui ressemblent à des buissons, ainsi que des condensations de la matière sous la forme de nuages arrondis dits *condensations coronales*. Au-dessus des facules on observe des systèmes entiers de *rayons* rectilignes légèrement ondulés. Les protubérances sont généralement entourées d'arches et de casques en matière condensée de la couronne. Toutes ces formations au-dessus des taches, facules et protubérances se transforment souvent en rayons longs qui s'étendent à de nombreux rayons solaires.

Notion du centre d'activité solaire. Toutes les formations actives de l'atmosphère solaire qui viennent d'être passées en revue, sont intimement liées entre elles. La naissance des facules et des flocules précède toujours l'apparition des taches. Les sursauts apparaissent pendant la croissance la plus rapide des groupes de taches ou par suite des modifications puissantes dont ces groupes sont le siège. On observe en même temps la formation des protubérances qui demeurent longtemps après la décomposition de la région active. L'ensemble de toutes ces manifestations de l'activité solaire associées à la région considérée de l'atmosphère et qui évoluent en un temps défini s'appelle *centre d'activité solaire*.

La structure de la couronne se détermine également par la disposition et le mouvement des lignes de force du champ magnétique issues des centres d'activité et qui s'étendent parfois à de grandes distances.

Le champ magnétique mobile entraîne la matière ionisée (plasma) qui constitue précisément les condensations observées sous la forme

d'une structure caractéristique. Ainsi, les rayons coronaux sont produits par les courants corpusculaires passant par la couronne et qui, notamment, se forment pendant une éruption.

## § 128. Cycle d'activité solaire

La quantité de taches et d'autres manifestations d'activité solaire qui leur sont associées changent périodiquement. L'époque du plus grand nombre de centres d'activité s'appelle *maximum d'activité solaire* et celle de l'absence totale ou presque totale de ces centres, *minimum d'activité solaire.*

Pour évaluer l'activité solaire, on recourt aux *nombres relatifs Wolf-Wolfer* proprotionnels à la somme du nombre total de taches ($f$) et au nombre décuplé de leurs groupes

$$W = k (f + 10\ g). \qquad (9.17)$$

Le coefficient de proportionnalité $k$ dépend de la puissance de l'instrument utilisé. Dans les cas courants, on prend la moyenne des nombres relatifs de Wolf-Wolfer (par exemple, suivant les mois et les années) et on construit le diagramme de la relation entre l'activité solaire et le temps. La figure 148 représente la courbe type de l'activité solaire qui montre que les maxima et les minima se succèdent en moyenne tous les 11 ans.

A l'époque du minimum, pendant un certain temps il n'y a pas autant de taches sur le Soleil. Puis elles commencent à apparaître loin de l'équateur, au voisinage des latitudes $\pm 35°$. Par la suite la zone de formation des taches s'approche progressivement de l'équateur (*loi de Schperer*). Toutefois, dans les régions éloignées de l'équateur à moins de 8°, les taches sont très rares.

Une particularité importante du cycle d'activité solaire est la loi de variation de la polarité magnétique des taches. Pendant chaque cycle de 11 ans, toutes les taches de tête des groupes bipolaires ont une certaine polarité dans l'hémisphère Nord et une polarité inverse dans l'hémisphère Sud. Ceci est également vrai pour les taches de queue dont la polarité est toujours opposée à celle de la tache de tête. Dans le cycle suivant, la polarité des taches de tête et de queue est renversée. En même temps change la polarité du champ magnétique général du Soleil, dont les pôles se trouvent près des pôles de rotation.

L'allure cyclique undécennale est propre également à de nombreuses autres caractéristiques : la part de la surface solaire couverte par des facules et des flocules, la fréquence des éruptions, le nombre de protubérances, ainsi que la forme de la couronne.

A l'époque du minimum des taches solaires, la couronne a une

forme étendue que lui confèrent les rayons longs incurvés dans le sens de l'équateur. Près des pôles on observe des rayons courts caractéristiques. A l'époque du maximum des taches, la couronne

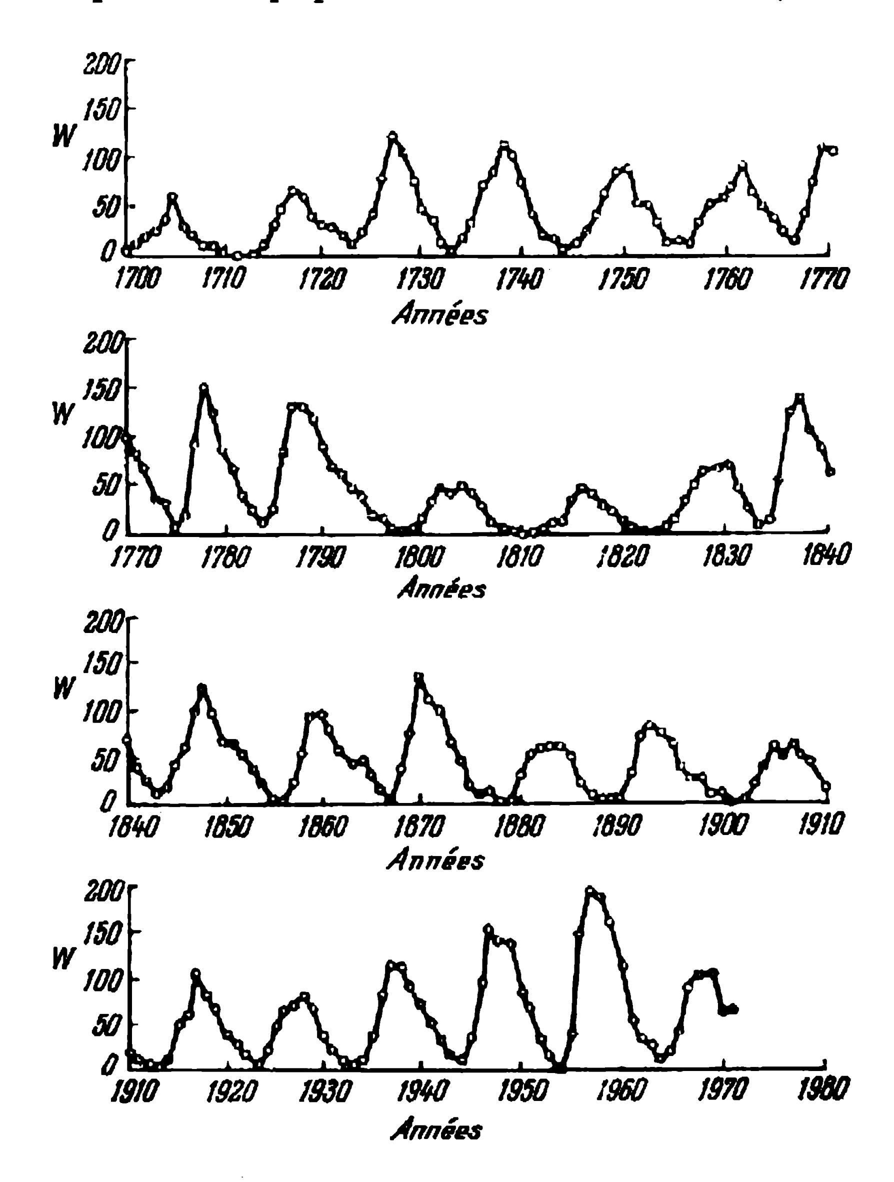



Fig. 148. Variation en fonction du temps des nombres relatifs de Wolf-Wolfer.

a une forme arrondie à cause du grand nombre de rayons radiaux rectilignes.

L'origine du cycle de l'activité solaire est une des énigmes les plus passionnantes du Soleil. Probablement il est dû à un phénomène oscillatoire qui se produit dans les couches sous-jacentes de la photosphère et auquel prend une part active le champ magnétique

Le faible champ magnétique général du Soleil toujours observé dans la photosphère, se renforce périodiquement soit par suite des mouvements convectifs qui « embrouillent » les lignes de force du champ magnétique, soit par suite de la différence entre les vitesses de rotation, dont il résulte que les lignes de force méridiennes s'étendent parallèlement à l'équateur et, en s'enroulant autour du Soleil, forment des tubes de force du champ magnétique. Les régions à champ magnétique accru se dilatent par suite de la pression magnétique, deviennent plus légères que le gaz ambiant et en émergeant engendrent de différents phénomènes de l'activité solaire.

# CHAPITRE X

# SYSTÈME SOLAIRE

## § 129. Généralités

Les multiples corps cosmiques qui se déplacent autour du Soleil sont très variés quant à leurs propriétés physiques. En plus des planètes, le Système solaire comprend leurs satellites, des astéroïdes (petites planètes), des comètes, des flux météoriques, des météorites, le gaz interstellaire.

Les planètes Mercure, Vénus, Mars, Jupiter et Saturne sont connues depuis l'Antiquité. L'Uranus a été découvert par W. Herschel en 1781. En 1846 on a découvert la huitième planète, Néptune (cf. § 57). En 1930, l'astronome américain Clyde Tombough a découvert sur des clichés un objet de $15^m$ de forme stellaire se déplaçant lentement qui s'est avéré la nouvelle, neuvième, planète qu'on a appelée Pluton. Pendant plusieurs années Tombough a poursuivi la recherche des planètes extra-plutoniennes. Il a établi que dans une ceinture de $\pm 7°,5$ de l'écliptique au-delà de l'orbite de Néptune, il n'existe pas de planètes plus brillantes que $18^m$.

On a entrepris également des tentatives pour découvrir une nouvelle planète à l'intérieur de l'orbite de Mercure. Sa proximité du Soleil la rendrait pratiquement inaccessible aux observations dans des conditions ordinaires. Pourtant on aurait pu la déceler au cours des éclipses totales du Soleil. Des observations photographiques spéciales pendant les éclipses ont montré qu'une telle planète n'existe pas si seulement elle n'est pas trop petite (moins de 60 km de diamètre).

La Lune, satellite de la Terre, est l'objet céleste le plus visible après le Soleil. Galilée a découvert que Jupiter possède également des satellites. Par la suite on a découvert des satellites de Saturne, de Mars, d'Uranus et de Néptune. Les recherches et les découvertes des satellites se poursuivent jusqu'à ces derniers temps. Ainsi, par exemple, Janus, le dixième satellite de Saturne, a été découvert en décembre 1966. Presque chaque année on découvre de nouveaux astéroïdes et comètes.

Les caractéristiques physiques des planètes Mercure, Vénus, la Terre et Mars tranchent nettement sur celles de Jupiter, Saturne, Uranus et Néptune. Mercure, Vénus, Mars et la Terre sont associés en un groupe de planètes du type Terre ou tellurique. Jupiter,

Saturne, Uranus et Néptune forment un autre groupe du type Jupiter ou jovinien. Nos idées sur les grosses planètes sont bien moins précises, car dans l'étude des résultats des observations nous ne pouvons pas faire appel à l'analogie avec la Terre. Les propriétés physiques de Pluton sont mal connues mais cette planète semble appartenir à la classe des planètes telluriques.

Fait curieux que parmi les planètes telluriques, Mercure, la planète la plus proche du Soleil, et Mars, la planète la plus éloignée, sont plus petites que la Terre et Vénus. Une loi analogue est vérifiée également par les excentricités des orbites. Les orbites de la Terre et de Vénus sont presque circulaires, tandis que les orbites de Mars et de Mercure sont assez excentrées.

Même un observateur peu expérimenté peut remarquer sur les disques de Mars, de Jupiter et de Saturne de nombreux détails intéressants : sur Mars, des calottes polaires et des régions sombres, sur Jupiter et Saturne, des bandes sombres, etc. Dans certains cas ces détails appartiennent à la surface des planètes, dans d'autres, à l'atmosphère (formations nuageuses). Au XIX$^e$ siècle, lorsque les télescopes se perfectionnaient rapidement, on attachait une grande importance aux observations de ces détails qui étaient la seule source de l'information sur la nature des planètes. Pour augmenter la limite de résolution angulaire, on construisait des télescopes de grandes dimensions. Pourtant, la qualité des observations réalisées à partir de la Terre, ne peut s'améliorer infiniment étant limitée par la turbulence atmosphérique. Cette limite (séparation angulaire de $0'',2$ à $0'',3$) a été atteinte dès le début du XX$^e$ siècle et de nos jours les observations visuelles et photographiques des détails des disques planétaires ne se font que pour enregistrer leurs variations et non pour rechercher des formations nouvelles. Pour découvrir des détails nouveaux, plus fins que ceux qu'on est parvenu à repérer auparavant, il faut photographier les planètes dans de grands télescopes montés sur des ballons stratosphériques ou sur des vaisseaux cosmiques. En 1965, le vaisseau cosmique américain « Mariner-4 » a fourni les premières photographies de la surface de Mars qui donnaient des détails 100 fois plus petits que ceux visibles à partir de la Terre.

Actuellement la tâche majeure des explorations planétaires consiste à étudier leurs caractéristiques physiques : température, pression, composition chimique, structure atmosphérique. A cet effet on recourt essentiellement à la spectroscopie, photométrie et radioastronomie. On emploie largement les techniques de l'infrarouge. L'intérêt porté aux conditions physiques qui règnent sur les autres planètes est dû en partie aux succès impétueux de la cosmonautique. Les lancements des fusées vers d'autres planètes nécessitent des renseignements préalables plus ou moins sûrs relatifs aux propriétés de leur atmosphère et de leur surface.

Ces renseignements recueillis par des moyens terrestres, sont à la base des projets de lancements des stations inteplanétaires automatiques dans le but d'apporter des précisions notables dans les données disponibles et d'obtenir des résultats nouveaux en principe. Le rôle des vols cosmiques dans l'étude du Système solaire s'accroît rapidement, mais les observations des planètes à partir de la Terre seront encore longtemps nécessaires.

## § 130. La Terre

Les connaissances que nous possédons sur la Terre sont bien plus profondes que celles sur les autres planètes du Système solaire. Aussi, avant d'aborder l'étude de ces dernières, nous allons passer en revue les caractéristiques physiques du globe terrestre. Nous n'allons pas revenir aux questions déjà examinées relatives à la forme de la Terre, à sa masse, à son mouvement sur l'orbite et à sa rotation. Nous allons maintenant examiner dans les grandes lignes la structure interne de la Terre, la structure de son atmosphère, les données sur les conditions physiques qui règnent à la frontière entre l'atmosphère et l'espace interplanétaire.

Lithosphère et hydrosphère. En examinant la structure de la Terre suivant la verticale, on découvre qu'elle compte plusieurs couches concentriques sphériques ou presque sphériques: la couche extérieure composée de gaz est l'*atmosphère*, puis vient la couche liquide, l'*hydrosphère*, qui recouvre partiellement la *lithosphère*, masse essentielle de la Terre. La lithosphère et l'atmosphère forment à leur tour plusieurs couches sphériques aux propriétés physiques différentes.

Considérons d'abord la lithosphère. Comment ses propriétés changent avec la profondeur? Il semble que nous sommes dans l'impossibilité de les connaître à partir de la surface terrestre. C'est que les trous de forage les plus profonds ne dépassaient jusqu'à ces derniers temps 6 km ; ces dernières années on s'est proposé de pousser la profondeur des superforages à 10 ou 20 km. Mais cette profondeur est également infime par rapport au rayon de la Terre.

Néanmoins nous possédons certains renseignements sur la structure de la lithosphère. Cette information nous est fournie par le moment d'inertie de la Terre et les *tremblements de terre*. La densité moyenne de la Terre est de 5,5 g/cm$^3$. C'est presque le double de la densité des roches superficielles (environ 3 g/cm$^3$). Par conséquent, la densité s'accroît avec la profondeur. Le moment d'inertie de la sphère dont la densité augmente vers le centre est plus faible que celui d'une sphère homogène. Le moment d'inertie est d'autant plus petit que la concentration de la masse vers le centre est plus grande. Pour déterminer le moment d'inertie de la Terre, on peut faire appel à la vitesse de précession des équinoxes. Il vaut 0,83 du moment

d'inertie d'une sphère homogène. Ce fait impose déjà certaines contraintes à la concentration de la masse vers le centre ; elle ne peut être ni trop grande ni trop petite.

La mise au point ultérieure est réalisée par la *sismologie*, science qui étudie les tremblements de terre (séismes). Il a été établi que les tremblements de terre, de même que de fortes explosions, produisent dans la lithosphère (à partir d'un point nommé épicentre) des ondes sismiques qui se propagent en atteignant les couches les plus profondes de la Terre. Ces ondes sont enregistrées par les sismographes, appareils qui enregistrent les oscillations du sol.

Il existe deux types d'*ondes sismiques*, les ondes longitudinales et les ondes transversales. Dans les ondes longitudinales les particules oscillent dans le sens de la propagation de l'onde (de même que dans les ondes sonores) ; dans les ondes transversales, leur déplacement est perpendiculaire à cette direction. La vitesse des ondes longitudinales est plus grande que celle des ondes transversales. Lorsqu'une onde sismique rencontre une surface de séparation, elle subit une réflexion et une réfraction.

En observant les ondes sismiques en divers points de la surface terrestre et en connaissant la durée du parcours des ondes de divers types, on peut calculer la profondeur des limites où les propriétés des roches changent et la valeur de ces changements.

Les ondes transversales ne peuvent pas se propager dans un milieu liquide qui ne résiste pas au cisaillement. C'est pourquoi la présence des ondes transversales atteste que la lithosphère est constituée d'une matière solide jusqu'à de grandes profondeurs. Pourtant au début du XX$^{e}$ siècle il a été prouvé qu'à partir d'une profondeur de 3 000 km, les ondes transversales ne se propagent plus. On en a déduit que la partie intérieure de la lithosphère forme un *noyau* qui se trouve en état de fusion. Des recherches ultérieures ont montré que le noyau est composé de deux zones : le *noyau interne* (d'un rayon d'environ 1300 km) qui probablement est solide, et le noyau externe liquide (d'un rayon de 3400 km). L'enveloppe solide n'est pas homogène non plus, elle possède une surface de séparation bien nette à une profondeur de 40 km qui s'appelle *discontinuité de Mohorovičić*. La région au-dessus de la discontinuité de Mohorovičić s'appelle *écorce* ou *croûte* terrestre, la couche sous-jacente s'appelle *manteau*. Le manteau de même que la croûte est à l'état solide, à l'exception des « poches » de lave. La densité du manteau croît avec la profondeur de 3,3 g/cm$^3$ à la discontinuité de Mohorovičić jusqu'à 5,2 g/cm$^3$ à la limite du noyau. A la limite du noyau elle enregistre un saut jusqu'à 9,4 g/cm$^3$. Au centre de la Terre, la densité varie de 14,5 à 18 g/cm$^3$. A la limite inférieure du manteau, la pression atteint 1 300 000 atm. Jusqu'à présent des pressions aussi élevées n'ont pas été atteintes dans les laboratoires. Longtemps on pensait que le noyau se composait de fer fondu ; de nos jours on admet que sa com-

position est la même que celle du manteau (probablement des oxydes de silicium, de magnésium, de fer), alors que la différence des propriétés physiques est déterminée par une pression très élevée.

Lorsqu'on descend dans une mine, la température monte rapidement à raison environ de 20° par kilomètre. Si la température continuait à monter à cette cadence, elle dépasserait au centre de la Terre 100 000 °K. Mais on sait que le manteau est à l'état solide et, par conséquent, sa température ne peut dépasser nulle part la température de fusion. Ceci impose une limite supérieure de 5 000 °K à la limite inférieure du manteau. La température au centre de la Terre ne dépasse apparemment pas 10 000 °K. Puisque la cadence avec laquelle la température monte avec la profondeur diminue en moyenne lorsqu'on s'approche du centre de la Terre, les sources de chaleur doivent se trouver dans les parties externes de la lithosphère, probablement dans le manteau. La seule cause imaginable de l'échauffement du manteau est la désagrégation radioactive. Dans certains endroits, la température du manteau dépasse celle de la fusion des roches et il se forme ici des poches de lave. On suppose quo l'activité volcanique et les tremblements de terre sont associés aux phénomènes qui ont lieu dans le domaine des poches de lave.

La structure de la croûte est inhomogène. Dans les régions des fosses océaniques son épaisseur est bien moindre que sur les continents. Actuellement on considère que la croûte, l'hydrosphère et l'atmosphère ont été formées grâce à l'activité volcanique sous la forme de projections de lave, des vapeurs et des gaz à partir de la partie interne du manteau. L'activité volcanique a conduit également à la formation des montagnes. L'âge de l'écorce terrestre est d'environ $4{,}5 \cdot 10^9$ années. Il a été calculé d'après la teneur relative en éléments radioactifs et produits de leur désagrégation.

71 % de la surface terrestre sont couverts par les océans qui forment la partie principale de l'hydrosphère. Nous verrons dans ce qui suit que la Terre est la seule planète du Système solaire qui possède une hydrosphère. La circulation de l'eau dans l'hydrosphère et sa grande capacité thermique équilibrent les conditions climatiques des différentes latitudes. L'hydrosphère fournit de la vapeur d'eau à l'atmosphère. L'absorption infrarouge de la vapeur d'eau produit un *effet de serre* important qui élève la température moyenne de la surface terrestre environ de 40 °C. Voici le sens physique de cet effet. Le rayonnement solaire dont le maximum de distribution d'énergie se situe près de 0,55 μ, est faiblement absorbé par l'atmosphère de la Terre et atteint sa surface. Absorbé par la surface, il est reémis dans le domaine infrarouge (maximum près de 10 μ qui correspond, suivant la loi de Wien, à la température moyenne de la Terre de 290 °K). Mais dans le domaine infrarouge, la vapeur d'eau absorbe une partie de ce rayonnement et la température d'équilibre de la Terre se trouve ainsi plus élevée qu'elle ne le serait sans cette

« chemise » de vapeur d'eau. L'hydrosphère influe sur le climat par d'autres voies encore. Elle accumule en quantité la chaleur en été qu'elle restitue progressivement en hiver, en atténuant ainsi les variations de la température des continents. De plus, elle transporte la chaleur des régions équatoriales vers les zones modérées et même polaires. L'existence de l'hydrosphère a été décisive pour l'apparition de la vie sur la Terre. Nous savons maintenant que la vie est apparue dans les océans, et des milliards d'années se sont écoulées avant que le sol solide ne soit devenu habitable.

A t m o s p h è r e. L'atmosphère de la Terre jusqu'à ses couches les plus élevées est bien mieux étudiée que la lithosphère. L'étude des couches supérieures de l'atmosphère terrestre et de l'espace interplanétaire contigu s'est poursuivie avec une intensité particulière cette dernière dizaine d'années à partir des fusées et des satellites artificiels de la Terre. Les renseignements ainsi obtenus nous aident à comprendre les propriétés des atmosphères des autres planètes. La composition chimique de l'atmosphère terrestre au niveau de la mer est donnée par le tableau 7. Ses composantes principales sont l'oxygène (près de 20 %) et l'azote (environ 80 %). La composition actuelle de l'atmosphère diffère beaucoup probablement de l'atmosphère primaire que la Terre avait il y a $4,5\cdot10^9$ années,

*Tableau 7*

**Composition chimique de l'atmosphère terrestre (au niveau de la mer)**

| Composante | Teneur en pourcents (volume) |
|---|---|
| Azote, $N_2$ | 78 |
| Oxygène, $O_2$ | 21 |
| Gaz carbonique, $CO_2$ | 0,03 |
| Argon, Ar | 0,93 |
| Néon, Ne | $1,8\cdot10^{-3}$ |
| Hélium, He | $5,2\cdot10^{-4}$ |
| Krypton, Kr | $1,1\cdot10^{-4}$ |
| Xenon, Xe | $8,7\cdot10^{-6}$ |
| Hydrogène, $H_2$ | $5\cdot10^{-7}$ |
| Méthane, $CH_4$ | $1,5\cdot10^{-6}$ |
| Protoxyde d'azote, $N_2O$ | $5\cdot10^{-7}$ |
| Composantes variables importantes: | |
| vapeur d'eau, $H_2O$ | 0 à 2 |
| ozone, $O_3$ | $3\cdot10^{-6}$ au niveau de la mer, de 1 à $3\cdot10^{-4}$ à une altitude de 20 à 30 km |

lorsque se formait la croûte terrestre. Ainsi il est d'usage de considérer que l'oxygène est le produit de l'activité vitale des plantes. L'atmosphère primaire contenait probablement beaucoup de gaz carbonique et peu d'oxygène. La composition chimique actuelle de l'atmosphère de Vénus (cf. § 135) est à peu près la même que la composition hypothétique de l'atmosphère primaire de la Terre.

La quantité d'oxygène contenue dans l'atmosphère terrestre peut être dégagée par les plantes en quelques milliers d'années. La teneur de l'atmosphère en gaz carbonique est réglée par des processus biologiques: il disparaît par photosynthèse pour être restitué par la respiration des plantes et des animaux vivants et la décomposition des plantes et des animaux morts. La période du cycle de $CO_2$ est de 35 ans. L'azote également contenu dans la matière organique subit aussi dans la biosphère un cycle de variations complexe. Toutefois, sa période est bien plus grande: environ $10^8$ années. Ainsi, la biosphère (plantes, animaux et microorganismes) influe sensiblement sur une caractéristique générale de la Terre, telle que la composition chimique de l'atmosphère.

Les figures 149 et 150 illustrent la structure verticale de l'atmosphère terrestre. Au-dessous il y a la *troposphère*. Dans la troposphère la température tombe rapidement avec la hauteur (en moyenne de 6 degrés/km). La cause de ce phénomène est que la troposphère est échauffée par le rayonnement infrarouge de la surface terrestre, fortement absorbé par la troposphère par suite de la teneur importante en vapeur d'eau. Autrement dit, la conductibilité thermique de la troposphère est faible, d'où une chute importante de température. Une partie de la chaleur rayonnée par la surface est évacuée dans la troposphère par la convection; c'est pourquoi on l'appelle parfois *zone convective* de l'atmosphère. Au-dessus de la troposphère se trouve la *stratosphère* dans laquelle la température change peu avec l'altitude et en première approximation on peut la considérer comme constante. Elle est d'environ 220 °K. Dans la stratosphère, le rayonnement infrarouge venu d'en bas est absorbé faiblement, la conductibilité thermique de cette couche étant très grande et, par conséquent, la chute de température petite. La diminution de l'absorption infrarouge avec l'altitude s'explique par le fait qu'avec la baisse de la température la quantité de vapeur d'eau diminue. La limite entre la troposphère et la stratosphère s'appelle *tropopause*. Sous des latitudes moyennes, la tropopause se situe à l'altitude de 11 à 12 km. A l'altitude de 20 à 25 km la température commence à monter. La cause de cet accroissement réside dans la réaction photochimique exothermique de décomposition de l'ozone

$$O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O. \tag{10.1}$$

L'ozone apparaît par suite de la décomposition photochimique de $O_2$

$$O_2 + h\nu \rightarrow O + O, \tag{10.2}$$

et de la réaction ultérieure d'un choc triple

$$O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M, \quad (10.3)$$

où $M$ est la troisième molécule.

Grâce à la réaction (10.1), l'ozone absorbe le rayonnement ultraviolet dans la gamme de 2000 à 3000 Å, ce rayonnement réchauffant l'atmospère. La température augmente à peu près jusqu'à 50 km, où elle atteint son maximum (près de 270° K). Cette zone relativement chaude de l'atmosphère s'appelle *mésosphère* (ou *ozonosphère*). L'ozone, contenu dans l'atmosphère supérieure, forme une sorte d'écran qui nous protège du rayonnement ultraviolet solaire. Sans cet écran, l'évolution de la vie sur la Terre dans ses formes actuelles serait impossible.

Au-dessus de la mésosphère se situe la *mésopause*, région du minimum thermique. Plus haut la température augmente de nouveau.

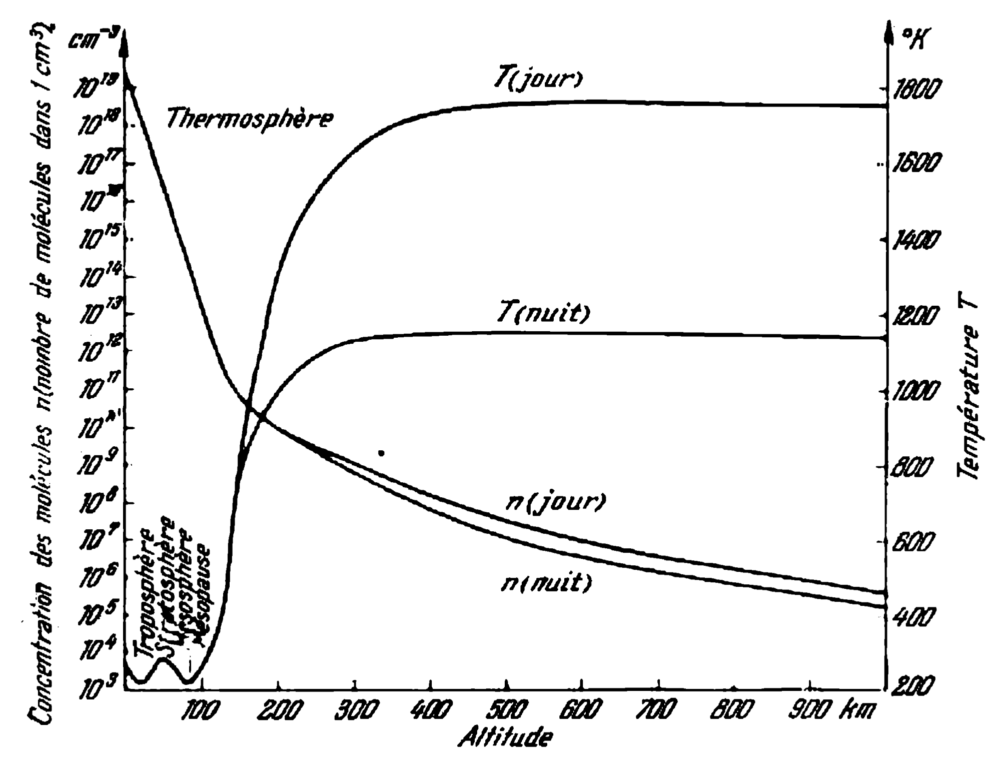



Fig. 149. Relation de la température $T$ et de la concentration totale des molécules $n$ à l'altitude de l'atmosphère terrestre (à l'époque du maximum de l'activité solaire).

Il en est ainsi par suite de l'absorption du rayonnement ultraviolet à des altitudes de 150 à 300 km due à l'ionisation de l'oxygène atomique $O + h\nu \rightarrow O^+ + e^-$.

Au-dessus de la mésopause l'augmentation de la température se poursuit suivant une allure continue jusqu'à l'altitude de 400 km où pendant la journée et à l'époque du maximum de l'activité

solaire elle atteint 1800 °K. A l'époque du minimum de l'activité solaire cette température limite peut être inférieure à 1000 °K. Au-dessus de 400 km l'atmosphère est isothermique. La zone de l'isothermie s'appelle *thermosphère.*

Au § 120 nous avons examiné la notion d'*échelle de hauteurs* (formule (9.5)) $H = RT/\mu g$.

Cette relation peut également se mettre sous la forme

$$H = kT/\mu m_{H} g, \tag{10.4}$$

où $k$ est la constante de Boltzmann ($1{,}38 \cdot 10^{-16}$ erg/degré) et $m_H = 1{,}67 \cdot 10^{-24}$ g, la masse de l'atome d'hydrogène.

Plus la température est élevée et plus les molécules sont légères, plus la diminution de la pression $p$, et celle de la concentration des molécules $n$ (c'est-à-dire le nombre de molécules en 1 cm³) sont lentes avec la hauteur (elles sont liées par la relation simple $p = nkT$).

Une question se pose, à savoir: quel poids moléculaire faut-il porter dans la formule (10.4), le poids moyen ou celui d'un gaz déterminé (de chaque composante) qui se trouve dans l'atmosphère? Si on prend le poids moyen, la composition chimique ne changera pas avec l'altitude; si l'on opte pour le poids de chaque composante, la teneur relative en éléments légers augmentera avec l'altitude. On comprend aisément que dans le cas d'un

Fig. 150. Variation de la composition chimique de l'atmosphère supérieure avec l'altitude. En ordonnées, la concentration de $n$ molécules de chaque composante en fonction de l'altitude.

mélange mécanique des gaz il faut prendre le poids moyen. Dans l'atmosphère le *mélange* des gaz se produit grâce aux processus de convection, aux courants ascendants et descendants des gaz. Le processus de *diffusion* agit dans le sens inverse en tendant à établir pour chaque gaz son échelle de hauteur. La vitesse de diffusion est inversement proportionnelle à la pression. Au niveau de la mer elle

est négligeable et devient comparable à la vitesse de brassage seulement aux altitudes de 100 à 120 km.

La partie de l'atmosphère située au-dessous de 100 à 120 km est le domaine du brassage total ; celle qui se trouve plus haut est le domaine de séparation par diffusion. Dans le domaine du brassage total la composition chimique relative de l'atmosphère ne change pas avec l'altitude[1]). Dans ce cas il faut porter dans la formule (10.4) le poids moléculaire moyen $\bar{\mu} m_H$. Au niveau de la mer le poids moléculaire moyen de l'atmosphère est de 29. La température moyenne au niveau de la mer $T = 290$ °K et l'accélération de la pesanteur, $g = 980$ cm/s². En portant ces quantités dans la formule (10.4), on obtient

$$H = \frac{1{,}38 \cdot 10^{-16} \cdot 290}{29 \cdot 1{,}67 \cdot 10^{-24} \cdot 980} = 8 \cdot 10^5 \text{ cm} = 8 \text{ km}.$$

Par conséquent, à l'altitude de 8 km, la pression est d'environ trois fois plus faible qu'au niveau de la mer. Si nous montons à 100 km, la pression et la concentration des molécules seront un million de fois plus faibles qu'au niveau de la mer.

Au-dessus de 100 ou 120 km, dans la zone de séparation par diffusion l'oxygène se trouve surtout à l'état atomique et, comme un atome d'oxygène est plus léger qu'une molécule d'azote (elle se dissocie mal), la teneur relative en azote diminue avec l'altitude. Il en résulte qu'à des altitudes de 400 ou 500 km, où la concentration est de $10^{11}$ à $10^{12}$ fois plus faible qu'au niveau de la mer, l'atmosphère se compose essentiellement de l'oxygène. Mais pour l'hélium l'échelle de hauteur est 8 fois et pour l'hydrogène, 16 fois plus grande que pour l'oxygène. Il en résulte qu'au-dessus de 700 km, les composantes principales sont l'hélium et l'hydrogène. A l'altitude de 1000 km la concentration des molécules est en moyenne de $3 \cdot 10^5$ cm$^{-3}$, c'est-à-dire elle est $10^{14}$ fois plus faible qu'au niveau de la mer. Les zones les plus extérieures de l'atmosphère, composées d'hydrogène, s'étendent à une distance de quelques rayons terrestres, en formant une *géocouronne* hydrogénique. La concentration des atomes d'hydrogène dans la géocouronne est de $10^2$ à $10^3$ cm$^{-3}$.

Disons quelques mots sur les méthodes d'étude de l'atmosphère à de grandes hauteurs. Jusqu'à l'altitude de 300 km, la pression se détermine avec une précision suffisante à l'aide des manomètres montés sur des fusées. A des altitudes plus grandes, l'utilisation de ces appareils devient difficile, parce que l'appareillage et le corps de la fusée dégagent plus de gaz qu'il n'y en a dans l'atmosphère ambiante. A partir de 200 km la densité de l'atmosphère est déterminée avec une grande précision d'après le freinage des satellites artificiels

[1]) La dissociation des molécules et la condensation (de $H_2O$, par exemple) peuvent entraîner des variations de petite échelle.

de la Terre. Cette méthode a permis de calculer la densité jusqu'à 1800 km. Il a été établi qu'au-dessus de 300 km, l'intensité de l'atmosphère pendant la journée est plusieurs fois plus grande que pendant la nuit. Ceci est dû à la température de la thermosphère et à l'échelle de hauteur qui pendant la journée sont plus grandes.

Les spectrographes de masse placés sur les fusées et les satellites artificiels permettent de déterminer la composition chimique de l'atmosphère à de grandes altitudes. En connaissant la relation entre la densité et l'altitude, on peut déterminer l'échelle de hauteur, et la connaissance de cette échelle et de la composition chimique de l'atmosphère permet de calculer d'après la formule (10.4) la température.

A l'altitude de 500 km, la densité de l'atmosphère est telle que le parcours libre des molécules et des atomes devient à peu près égal à l'échelle de hauteur $H \approx 100$ km. Ici la vitesse la plus probable des atomes (cf. § 104) est

$$v^* = \sqrt{\frac{2kT}{m}}.$$

Une partie d'atomes de la même masse $m$ a une vitesse supérieure à $v^*$, et une autre partie, une vitesse inférieure. Un certain nombre de molécules quitte le niveau critique à des vitesses supérieures à la vitesse parabolique (11 km/s) pour s'éloigner de la Terre à jamais. Ce phénomène s'appelle évasion des gaz atmosphériques. Plus la température est élevée, plus la molécule est légère et plus la vitesse parabolique est faible, plus l'évasion est rapide.

Les évaluations de la vitesse d'évasion montrent que dans $10^{26}$ ans il ne restera dans l'atmosphère terrestre qu'un tiers de l'oxygène actuel; pour l'hydrogène, il n'en faudra que $10^3$ ans. De plus, on suppose que les pertes dues à l'évasion ne sont pas récupérées par de nouvelles arrivées de gaz. Les nombres cités montrent que la Terre perd son oxygène très lentement de façon qu'on puisse négliger cette perte. Et, l'hélium et l'hydrogène s'en vont très vite et si nous les retrouvons dans l'atmosphère, c'est que la compensation de leur perte est continue. L'hydrogène est compensé par dissociation de la vapeur d'eau sous l'action du rayonnement ultraviolet du Soleil, alors que l'hélium est fourni grâce aux processus de désagrégation radio-active qui se produisent dans l'écorce terrestre.

L'ionisation de O, $O_2$ et $N_2$ par le rayonnement ultraviolet du Soleil conduit à la formation des ions et des électrons dans les couches supérieures de l'atmosphère. Ainsi, la thermosphère est un gaz ionisé ou *plasma* et on l'appelle souvent *ionosphère* en insistant ainsi sur le fait qu'elle contient des particules chargées. En tout point de l'ionosphère, de même que d'un plasma quelconque, la densité des charges positives et négatives est la même. Si des fluctua-

tions aléatoires conduisent à un petit excédent de charges d'un signe, cet excédent attire les charges de signe opposé et l'équilibre se rétablit. Cette propriété s'appelle quasi-neutralité du plasma. Le préfixe quasi signifie que le comportement du plasma est quand même autre que celui d'un gaz composé de particules neutres. La mobilité des électrons est bien plus élevée que celle des ions, et ils réagissent plus vite à la modification du champ magnétique et électrique. Le plasma réfracte, réfléchit et absorbe les oscillations électromagnétiques.

Pendant le jour, à l'altitude de 300 km, la concentration des charges électriques (la concentration électronique est égale à la concentration ionique) dans l'atmosphère terrestre est d'environ $10^6$ cm$^{-3}$. Le plasma d'une telle densité réfléchit les ondes radio d'une longueur de 20 m, tout en laissant passer les ondes plus courtes. La fréquence critique dépend de la concentration électronique, elle est égale à

$$\nu_0 = 9.10^3 \sqrt{n_e} \text{ Hz}.$$

Puisque l'intensité du rayonnement ultraviolet change, $\nu_0$ change également. Il semble que pendant la nuit, la densité électronique doive être nulle et l'ionosphère doive disparaître. En effet, la région inférieure de l'ionosphère (couche D à l'altitude de 70 km) disparaît pendant la nuit pour réapparaître de nouveau le matin. Pourtant, la partie de l'ionosphère la plus dense et la plus étendue (couche F à l'altitude de 200 à 500 km) demeure pendant la nuit également. Ceci est dû à ce que le processus de recombinaison des ions et des électrons se déroule plus rapidement dans les couches plus profondes de l'atmosphère et plus lentement dans ses couches plus élevées et plus raréfiées.

La figure 151 matérialise la relation entre la concentration électronique $n_e$ de l'ionosphère et l'altitude. Cette courbe n'est pas lisse, elle comporte des pointes isolées. Les niveaux qui correspondent à ces pointes réflechissent les ondes radio avec une fréquence plus grande que $\nu_0$. De cette façon en envoyant dans l'ionosphère des ondes radio de longueurs différentes et en enregistrant leur écho on peut déterminer la relation entre $n_e$ et l'altitude. Ce principe est à la base du fonctionnement des stations ionosphériques. Les appareils placés sur les satellites artificiels de la Terre mesurent la densité des charges électriques directement dans l'ionosphère.

Bien que la relation entre $n_e$ et l'altitude soit continue, l'ionosphère est divisée par convention en plusieurs « *couches* ». Nous avons déjà mentionné les couches D et F. Il y a encore une couche E (pendant la journée $n_e \approx 10^5$ cm$^{-3}$) qui se trouve entre les couches D et F. Elle est formée par ionisation de $O_2$ à une altitude de 100 km. L'idée des couches ionosphériques aux limites bien nettes a été suggérée par le sondage radio-électrique. Maintenant nous savons

que les frontières des couches ne sont que de faible hétérogénéité dans la distribution de la densité électronique suivant la hauteur, qui déterminent la réflexion des ondes radio.

Au cours d'une recombinaison des ions et des électrons (ainsi que des atomes en molécules) il se produit souvent des atomes et des molécules excités qui donnent un faible rayonnement observé pendant la nuit (ou pendant le jour à partir de grandes altitudes) comme une lumière. Cette lumière est due également à certaines

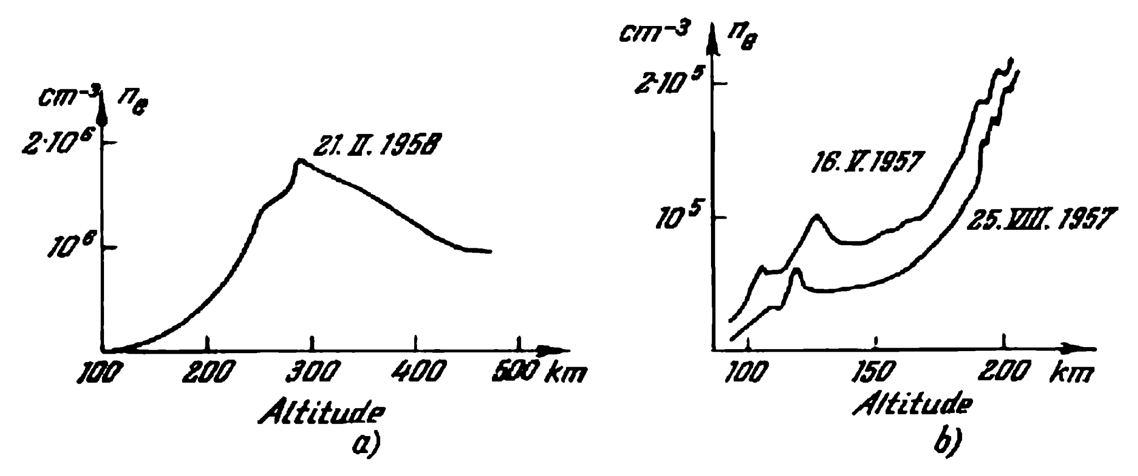



**Fig. 151. Relation entre la concentration électronique et l'altitude d'après les différentes mesures.**

a) altitude de 100 à 500 km; b) altitude de 100 à 200 km.

réactions chimiques se déroulant dans l'atmosphère supérieure. *La lumière du ciel nocturne* délimite l'éclat minimal des objets cosmiques qu'on peut observer à partir de la Terre. La magnitude du ciel nocturne est de $4^m$ par degré carré ou de $22^m$ par seconde carrée.

Puisque le rayon du disque normal de la vacillation d'une étoile est de 1", il est facile de calculer que les étoiles d'une ou de deux magnitudes plus faibles que $22^m$ seront embrouillées par le fond de la lumière du ciel nocturne. Le spectre de cette lumière est assez complexe. Il comporte un fond continu sur lequel se superpose un grand nombre de raies d'émission. Une des raies les plus brillantes est la raie verte $\lambda$ 5577Å, une autre est la raie rouge $\lambda$ 6300Å. Ces deux raies sont interdites et appartiennent à l'oxygène atomique. Depuis à peu près 6000 Å et jusqu'à 4μ s'étend la série de fortes bandes d'émission de la molécule de l'hydroxyle libre OH. Pendant le jour la lumière de l'atmosphère supérieure a été observée à partir des fusées. On a établi que le jour cette lumière est beaucoup plus forte que la nuit.

Lors des observations à partir de la surface terrestre, l'éclat du ciel diurne est environ $10^7$ fois plus grand que celui du ciel nocturne.

Cet éclat est dû à la diffusion de la lumière solaire par les couches inférieures de l'atmosphère. La diffusion est produite par les molécules de gaz (diffusion de Rayleigh) et les particules liquides et solides de quelques microns de diamètre. Elles sont assez petites pour demeurer en suspension dans l'atmosphère mais suffisamment grandes pour diffuser la lumière solaire. Lorsque le Soleil se couche, vient le *crépuscule* et les rayons solaires n'éclairent l'atmosphère qu'à partir d'une certaine hauteur (cf. fig. 21). Plus le Soleil se cache sous l'horizon, plus cette hauteur est grande et moins est l'éclat du ciel. Lorsque le Soleil se cache à 18°, la diffusion de la lumière solaire par l'atmosphère cesse d'être perceptible et l'éclat du ciel n'est alors défini que par la lumière de l'atmosphère supérieure. La diffusion de Rayleigh s'accroît brusquement avec la diminution de la longueur d'onde du fait que l'éclat de la lumière diffuse est proportionnel à $\lambda^{-4}$. C'est ce qui explique la couleur bleue du ciel pendant le jour. Si l'atmosphère inférieure contient beaucoup de particules liquides et solides, le ciel devient blanchâtre, le pouvoir diffusif de ces particules par rapport à la longueur d'onde étant plus faible.

## § 131. Champ magnétique de la Terre, aurores polaires et ceintures de radiations de Van Allen. Influence des phénomènes solaires sur les phénomènes terrestres

Le *champ magnétique* de la Terre qui fait dévier l'aiguille d'une boussole a joué un grand rôle dans le développement de la navigation maritime, puisque la boussole permettait aux marins de s'orienter par n'importe quel temps. L'aiguille librement suspendue d'une boussole indique pourtant non pas exactement le Nord, mais le pôle magnétique Nord; elle tend à se placer parallèlement aux lignes de force du champ magnétique. L'angle entre la direction de l'aiguille d'une boussole et la direction réelle Nord s'appelle déclinaison magnétique, et l'angle entre les lignes de force et le plan horizontal, inclinaison. L'inclinaison maximale s'observe aux *pôles magnétiques* de la Terre (90°).

Les positions des pôles magnétiques changent avec le temps. On a établi que le pôle magnétique Nord dérive à la vitesse de 5 à 6 km par an. Les lignes de force magnétiques sont en moyenne voisines des lignes de force d'un certain dipôle dont elles se distinguent par des irrégularités locales dues à la présence des roches magnétiques dans la croûte. Ce dipôle imaginaire dont le champ correspond le plus au champ réel s'appelle dipôle magnétique équivalent. L'axe du dipôle équivalent est dit géomagnétique. Les points d'intersection de l'axe géomagnétique avec la surface de la Terre sont les pôles géomagnétiques; ils ne coïncident pas avec les pôles magnétiques terrestres du fait que le champ du dipôle équivalent ne coïncide pas parfaitement avec celui du champ de la Terre. D'une façon

analogue aux coordonnées géographiques, on peut introduire les *latitude* et *longitude géomagnétiques*. Les coordonnées géomagnétiques s'emploient souvent pour étudier divers phénomènes associés au champ magnétique de la Terre: aurores polaires, orages magnétiques, etc. (voir ci-dessous). La position des pôles géomagnétiques ne change pratiquement pas avec le temps. Les coordonnées géographiques du pôle géomagnétique Nord sont: $\varphi = 78°,6$ de latitude Nord et $\lambda = 70°,1$ de longitude Ouest (Groenland du Nord).

L'intensité du champ aux pôles géomagnétiques atteint 0,63 Oe, et à l'équateur géomagnétique, 0,31 Oe. Les satellites artificiels

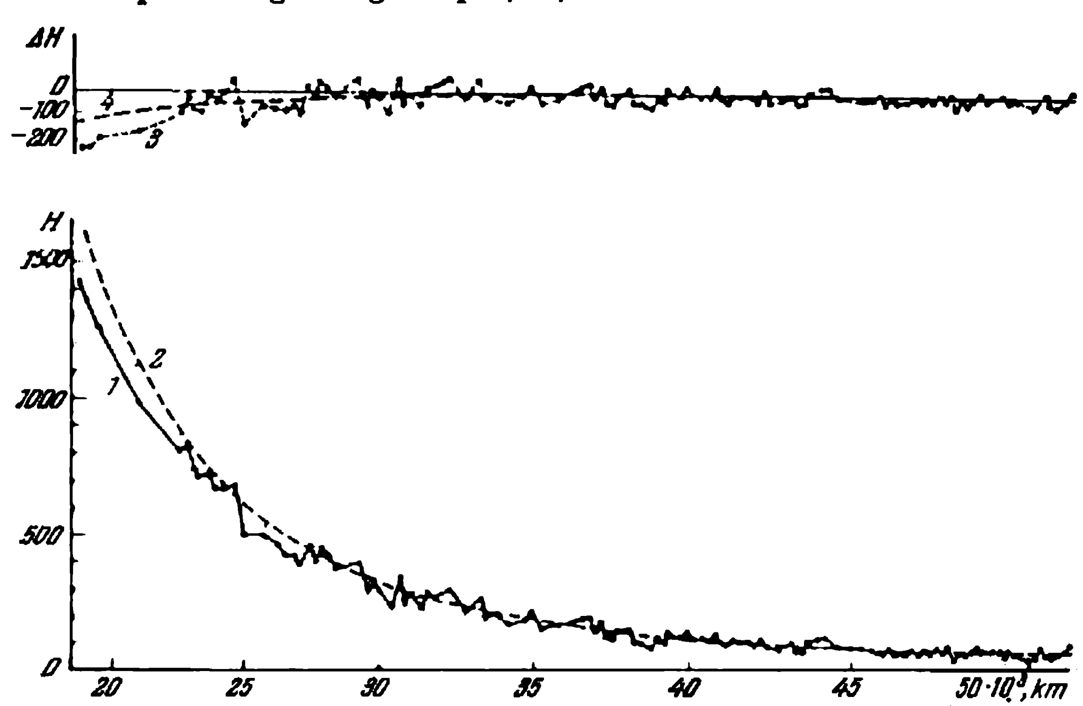



Fig. 152. Intensité du champ magnétique de la Terre à des distances différentes d'après les mesures de la deuxième fusée cosmique soviétique.
1 — données des mesures; 2 — relation calculée pour le champ du dipôle; 3 — différence ΔH entre 1 et 2; 4 — courbe lissée.

et les fusées cosmiques ont permis de mesurer le champ magnétique de la Terre à de grandes distances. La figure 152 donne la relation entre l'intensité du champ et la distance établie par les mesures réalisées à partir des fusées cosmiques soviétiques. Loin de la surface les irrégularités du champ sont lissées et le champ s'assimile presque à celui d'un dipôle équivalent.

Le champ magnétique terrestre subit des variations séculaires. La vitesse et le caractère de ces variations diffèrent suivant les lieux géographiques. Un grand intérêt présente sous ce rapport le paléomagnétisme. Il consiste dans le fait que lors du refroidissement et de la solidification de la lave (ainsi que dans bien d'autres

cas, par exemple, dans ceux du recuit des briques, de la sédimentation de l'argile au fond des lacs), le matériau garde une faible magnétisation, la direction de son champ restant la même que lors de la formation du matériau. En étudiant au laboratoire les propriétés magnétiques des échantillons de ce type on peut reconstituer la forme du champ magnétique aux époques reculées. L'application de cette méthode a abouti à des conclusions pleines d'intérêt qui, il est vrai, ne sont pas encore définitives. On a trouvé, par exemple, que dans le passé, le champ magnétique de la Terre changeait de signe. Une autre conclusion met en évidence la dérive des continents qui dans le passé ont subi des déplacements et des rotations.

Le champ magnétique terrestre exerce une forte influence sur les particules électriques qui se déplacent dans l'espace interplanétaire dans le voisinage de la Terre. Ces particules peuvent être rangées en deux groupes : *rayons cosmiques*, c'est-à-dire les électrons, les protons et les noyaux des éléments lourds qui parviennent à des vitesses égales presque à celle de la lumière des régions éloignées de la Galaxie, et *courants corpusculaires* formés par des particules électriques émises par le Soleil. Dans un champ magnétique les particules électriques se déplacent suivant une spirale ; la trajectoire de la particule fait comme si elle s'enroulait sur un cylindre par l'axe duquel passe la ligne de force. Le rayon de ce cylindre imaginaire dépend de l'intensité du champ et de l'énergie de la particule. Plus l'énergie de la particule est grande, plus, pour l'intensité de champ donnée, le rayon (dit larmorien) est grand. Si le rayon larmorien est beaucoup inférieur au rayon de la Terre, la particule n'atteint pas la surface terrestre, étant captée par le champ magnétique de la Terre. Si le rayon larmorien dépasse considérablement le rayon terrestre, la particule se déplace comme s'il n'y avait pas de champ magnétique. Le calcul montre que si l'énergie des particules est supérieure à $10^9$ eV, elles traversent le champ magnétique terrestre dans les régions équatoriales. L'irruption de ces particules dans l'atmosphère provoque, au cours de leurs collisions avec les atomes de l'atmosphère, des transformations nucléaires fournissant une quantité définie de rayons cosmiques secondaires. Ce sont ces derniers qu'on enregistre à la surface terrestre. Pour étudier les rayons cosmiques primaires, on monte les appareils sur les fusées et les satellites artificiels de la Terre. 99 % environ des particules énergiques qui « percent » l'écran magnétique de la Terre sont des rayons cosmiques d'origine galactique et 1 % seulement est fourni par le Soleil.

En 1958, lorsqu'on a lancé pour la première fois les satellites artificiels équipés de compteurs Geiger et de compteurs à scintillations, les chercheurs soviétiques et américains ont découvert un phénomène inattendu : les appareils signalaient une grande densité de particules énergiques dans le voisinage immédiat de la Terre.

Ce phénomène n'a pas été expliqué et dans les années qui suivirent on a poursuivi intensément son étude. On a établi que le champ magnétique de la Terre retient un nombre énorme de particules énergiques, des électrons comme des protons. Leurs énergie et concentration dépendent de la distance à la Terre et de la latitude géomagnétique. Il semble que ces particules forment des anneaux ou des ceintures énormes encerclant la Terre autour de l'équateur géomagnétique.

On a découvert deux *ceintures de radiation* principales ou *ceintures de Van Allen*. La ceinture inférieure est composée de protons d'une énergie d'environ $10^8$ eV et d'électrons d'une énergie de 20 à 500 keV.

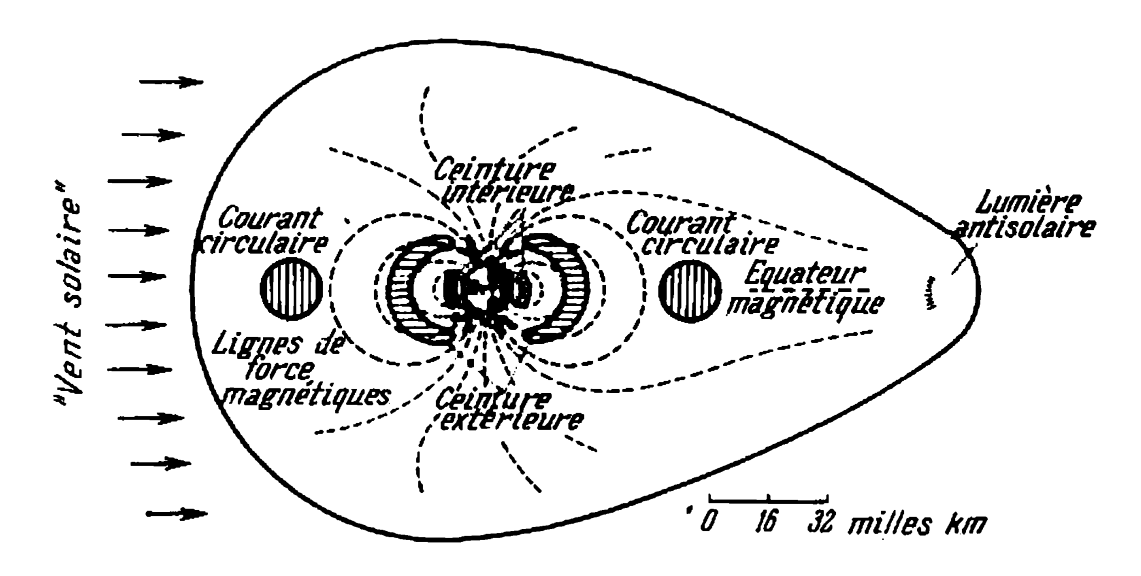



Fig. 153. Magnétosphère et les ceintures de radiation de Van Allen.

Elle commence à 2400 et finit à 5600 km de la Terre et repose entre les latitudes ±30°. La ceinture extérieure se situe entre 12 000 et 20 000 km, elle est composée d'électrons et de protons d'énergies plus faibles. L'idée des ceintures est plutôt conventionnelle, parce que leurs frontières et dimensions dépendent du type des particules et des énergies qu'on prend en compte lors de l'analyse des mesures obtenues. Une troisième ceinture de radiation, dite aussi courant circulaire, d'une intensité de $10^7$ A,. composée d'électrons d'une énergie de 200 eV, se trouve à 50 000 ou 60 000 km de la surface terrestre.

La région circumterrestre tout entière où les particules chargées se déplacent dans le champ magnétique de la Terre s'appelle *magnétosphère* (fig. 153). Elle est séparée de l'espace interplanétaire par la *magnétopause*. Les particules des flux corpusculaires (« vent solaire ») contournent la magnétosphère le long de la magnétopause.

Bien avant l'époque des satellites artificiels, on savait déjà qu'il existe des courants corpusculaires. Dès le XVIII$^e$ siècle on a remarqué que le champ magnétique de la Terre subit des variations de brève durée. La déclinaison et l'inclinaison changent et oscillent parfois pendant de nombreuses heures, pour reprendre ensuite leur



**Fig. 154. Aurore polaire.**

niveau précédent. Ce phénomène s'appelle *orage nagnétique*. Il arrive souvent que les orages magnétiques commencent brusquement et en même temps dans le monde entier.

Lors des perturbations du champ magnétique on observe sous des hautes latitudes des aurores polaires (fig. 154). Elles peuvent durer quelques minutes mais sont souvent visibles pendant plusieurs

heures. Les aurores polaires se distinguent fortement quant à leur forme, couleur et intensité ; de plus toutes ces caractéristiques varient souvent très rapidement dans le temps. Le spectre des aurores polaires se compose de raies et de bandes d'émission. Dans le spectre des aurores, certaines des émissions du ciel nocturne sont renforcées: c'est avant tout les raies verte ($\lambda$ 5577 Å) et rouge ($\lambda$ 6300 Å) de l'oxygène. Il arrive que l'une de ces raies soit beaucoup plus intense que l'autre, ce qui détermine la couleur visible verte ou rouge de l'aurore.

Les perturbations du champ magnétique s'accompagnent également de l'altération des communications radio-électriques dans les régions polaires. Cette altération a pour cause les changements qui se produisent dans l'ionosphère et qui sont dus à l'action d'une grande source d'ionisation. Il a été établi que les orages magnétiques se produisent lorsque près du centre du disque solaire apparaissent de grands groupes de taches. Les observations ultérieures ont montré que les orages sont liés non pas aux taches elles-mêmes mais aux éruptions solaires qui apparaissent au cours de l'évolution des groupes de taches.

Le rayonnement dur de l'éruption provoque dans l'ionosphère un surcroît brutal d'ionisation qui va de pair avec la formation des courants et la perturbation du champ magnétique général de la Terre. L'éruption conduit en particulier au renforcement de la composante la plus dure des rayons X qui augmente l'ionisation principalement dans la couche D (de 5 à 10 fois). La couche commence à absorber énergiquement les ondes radio courtes (environ jusqu'à 100 m) et refléter les ondes kilométriques. Le premier phénomène conduit à l'évanouissement de l'audition radio sur les ondes courtes, et le deuxième au renforcement de l'audition des stations éloignées sur les ondes longues.

Le rayonnement corpusculaire du Soleil, associé également aux éruptions, conduit à des orages magnétiques et à des aurores polaires.

Le courant corpusculaire qui se déplace ordinairement à des vitesses moyennes de 1000 km/s atteint la Terre un jour après l'observation d'une éruption chromosphérique. Ce courant est un plasma en mouvement rapide et freiné par le champ magnétique de la Terre s'opposant au déplacement du gaz ionisé perpendiculairement aux lignes de force magnétiques. Il en résulte que le courant corpusculaire s'arrête en déformant les lignes de force magnétiques, c'est-à-dire en provoquant des perturbations du champ magnétique de la Terre que sont les orages magnétiques.

Les particules des courants corpusculaires sont captées par le champ magnétique de la Terre et forment la ceinture extérieure. Dans les régions polaires les conditions sont moins favorables pour capturer les particules. Les électrons et les protons, en se mouvant suivant une spirale le long d'une ligne de force, peuvent pénétrer dans

l'atmosphère avec des énergies relativement faibles correspondant aux courants corpusculaires. Dans les couches supérieures de l'atmosphère, les particules de courants corpusculaires fournissent un surcroît d'ionisation qui modifie les conditions de propagation des ondes radio et excite la lumière observée sous la forme des aurores polaires.

Les nombreux problèmes de géophysique dont il a été question ci-dessus imposent des recherches et des mises au point ultérieures. Probablement les idées actuelles vont changer et même dans un avenir le plus proche. Toutefois, nos connaissances sur les autres planètes sont bien plus faibles, et l'existence d'un « échantillon » aussi bien exploré que la Terre contribue considérablement à élucider leur nature.

## § 132. La Lune

La Lune est l'astre le plus proche de la Terre. Son rayon est de 1738 km, la distance moyenne entre la Lune et la Terre est de 384 400 km.

La masse de la Lune est 81,3 fois plus petite que celle de la Terre et l'accélération de la pesanteur à la surface lunaire

$$g = f\frac{M}{R^2} = 163 \text{ cm/s}^2,$$

c'est-à-dire elle est six fois plus faible que sur la Terre. La vitesse parabolique à la surface lunaire

$$v_p = \sqrt{2gR} = 2{,}38 \text{ km/s}$$

ou 4,6 fois plus faible qu'à la surface terrestre. La proximité de la Terre, la faible pesanteur et la petite vitesse parabolique à la surface font que la pose d'un vaisseau cosmique sur la Lune et son envol sont relativement simples. C'est pourquoi la Lune a été le premier astre naturel sur lequel se sont posés les cosmonautes (juillet 1969, N. Armstrong et E. Aldrin).

Le rapport entre les masses de la Lune et de la Terre (1/81,3) est très grand relativement aux grandeurs anologues des satellites des autres planètes. Dans cette échelle, la place suivante appartient à Triton, satellite de Neptune, mais sa masse est 700 fois plus petite que celle de la planète. On a toutes les raisons de considérer le système Terre-Lune comme une planète double. Un autre trait particulier de la Lune est sa densité moyenne relativement faible: 3,3 g/cm$^3$ contre 5,5 g/cm$^3$ de la densité moyenne de la Terre. Apparemment il en est ainsi parce que, contrairement à la Terre, la Lune ne possède pas de noyau dense.

Au § 79 nous avons étudié la rotation de la Lune sur son axe. Rappelons que sa période est égale à celle de la Terre, et ce n'est que grâce aux librations que sa surface observable à partir de la Terre

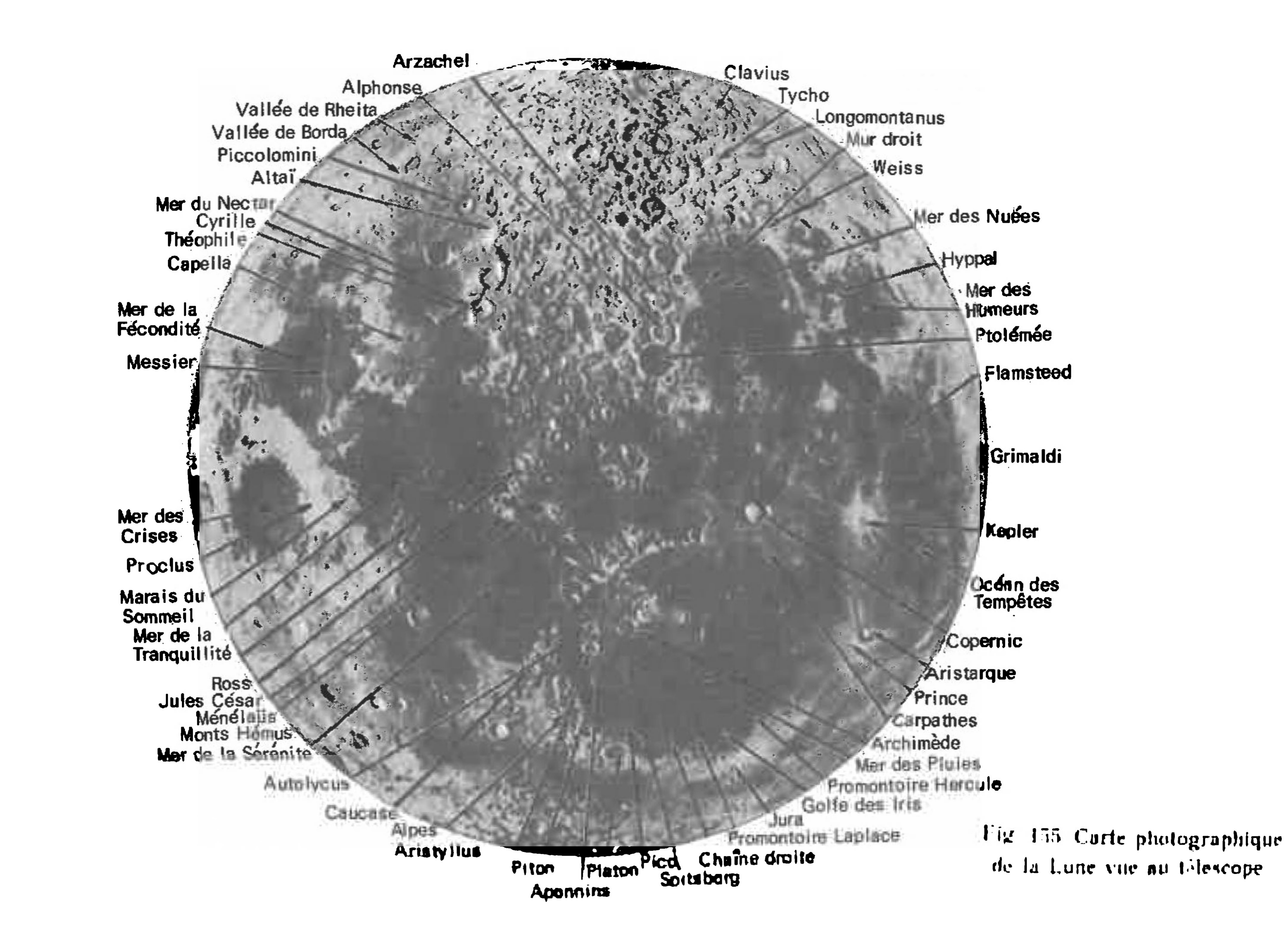



Fig. 135 Carte photographique de la Lune vue au télescope

est quelque peu plus grande que 50 pour 100. Une rotation de ce type s'appelle parfois synchrone.

Les plus gros détails observés à la surface lunaire, les *mers* et les grandes régions des *montagnes*, sont visibles même à l'œil nu. Dans n'importe quel télescope, lunette ou jumelle on peut observer les formes particulières du relief lunaire. Galilée a été le premier à observer la Lune au télescope. C'est justement lui qui a donné le nom de mers aux grandes régions sombres, et cette appellation se conserve par tradition, bien qu'on sache que les mers lunaires ne contiennent pas d'eau.

La figure 155 représente la carte de la surface lunaire ; elle permet de s'initier aux particularités principales du relief lunaire. De vastes espaces clairs de la surface lunaire s'appellent *continents*. Ils couvrent près de 60 % du disque visible à partir de la Terre. Ce sont des régions accidentées, montagneuses. Les autres 40 % de la surface, couvertes par les mers, sont des régions lisses, nivelées. Au XVII[e] siècle on leur a attribué des noms : mer de Tranquillité, mer des Pluies, mer de la Sérénité, océan des Tempêtes, etc. Les parties des mers qui s'avancent dans les continents s'appellent *golfes*, les petites taches sombres isolées, *lacs*. Les régions d'un éclat intermédiaire entre les mers et les continents s'appellent *marais*.

Les continents sont coupés par des *chaînes de montagnes*. Elles se situent surtout le long des « côtes » marines. Les chaînes de montagnes lunaires portent les noms des chaînes terrestres : Apennins, Caucase, Alpes, Altaï.

L'un des traits les plus particuliers du relief lunaire, ce sont les *cratères*. Un cratère lunaire se compose d'un rempart circulaire à l'intérieur duquel se trouve une arène, et au centre de cette arène, un piton central dont la hauteur est inférieure à celle des remparts. Le diamètre des plus grands cratères atteint 200 à 300 km.

Les grands cratères lunaires portent les noms des savants. Certains d'entre eux sont représentés sur les figures 156 et 157. Le nombre de petits cratères est très grand. Les photographies prises par les stations lunaires américaines de la série « Ranger » d'une distance inférieure à 1 km donnent une image très nette des cratères d'un mètre de diamètre (fig. 158).

Les formations analogues aux cratères mais sans piton central s'appellent *cirques*. Dans le cas où le fond est sombre (comme dans celui des mers) les cirques s'appellent *mers de cratère*. De même que les cratères, les cirques portent les noms des savants (Platon, Ptolémée, etc.). Au voisinage de certains cratères on observe une substance claire qui forme souvent des rayons issus du cratère. Le système des rayons du cratère Tycho est particulièrement bien développé.

Parmi d'autres formes du relief lunaire il faut signaler les digues, élévations longues et étroites qui s'étendent à travers les mers, ainsi

que les crevasses et les craterlets, petites dépressions privées de remparts. Il existe une multitude de formes de caractère anomal, par exemple des cratères à double et même triple rempart, des cratères qui s'entrecroisent, etc.

Dans la disposition et la structure des formes du relief lunaire on peut voir une certaine régularité. Les mers, par exemple, forment



**Fig. 156. Région du cratère Copernic dans l'océan des Tempêtes.**
On voit le système des rayons brillants qui divergent de la formation centrale. A gauche, aux confins des Appenins, haute chaîne de montagnes, se situe le cratère Eratosthène.

une ceinture irrégulière large de 60°, dont la ligne médiane passe par le grand cercle incliné à 23° sur l'équateur lunaire. Sur les continents il y a plus de cratères et de cirques que sur les mers. Le volume total du rempart et du piton d'un cratère est à peu près le même que

celui délimité par le fond de l'arène (l'arène est généralement plus basse que la surface environnante). Cette régularité s'appelle ***règle de Schröter***.

Le temps le plus favorable pour l'observation des détails lunaires est celui de l'approche du premier et du dernier quartier, lorsque

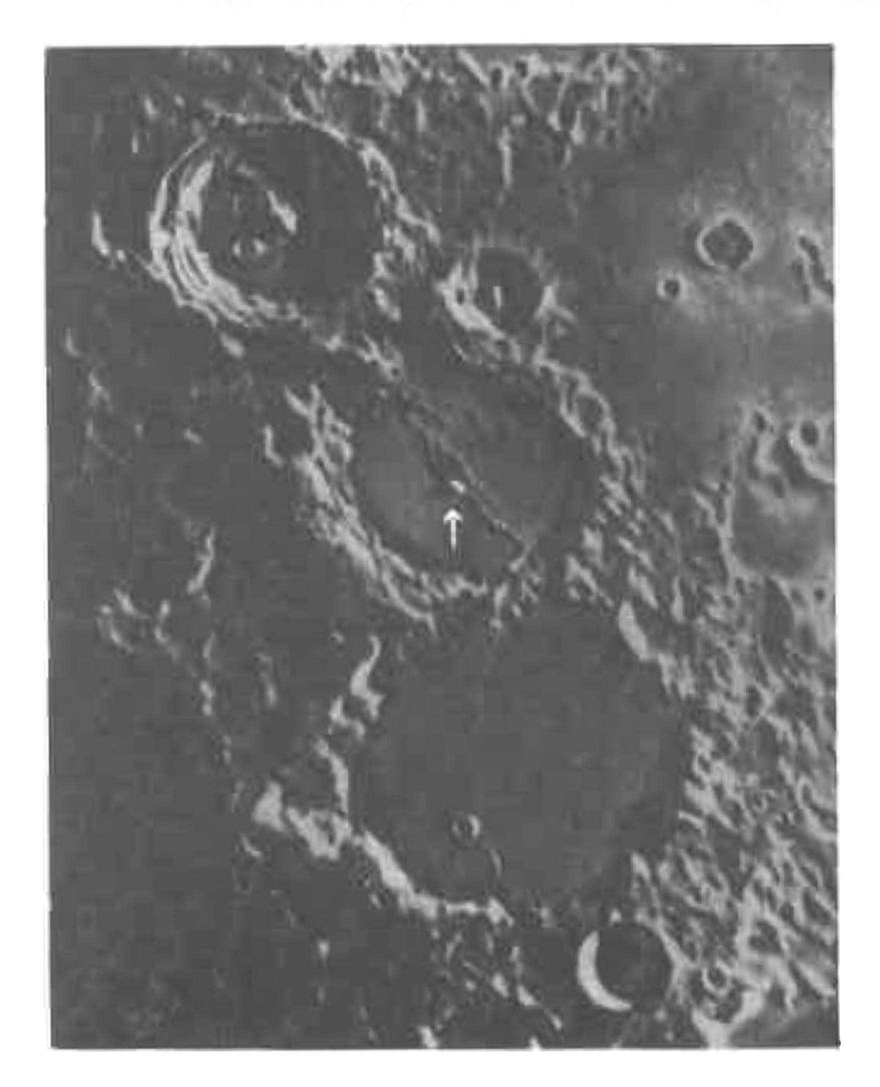


Fig. 157. Cirque Ptolémée (en bas), cratères, Alphonse (au centre) et Arzache (en haut).

La flèche indique le piton central de l'Alphonse; dans cette région on a découvert une activité volcanique (éjection de gaz).

le contraste de ces détails est très marqué. Tous les accidents de la surface lunaire projettent alors des ombres bien nettes et d'autant plus longues que le détail considéré est plus près du terminateur. D'après la longueur des ondes on peut calculer la hauteur des formations lunaires. Les cimes des montagnes au-delà du terminateur restent un certain temps éclairées par les rayons solaires. Ce phéno-

mène est également utilisé pour calculer la hauteur des montagnes. Près du limbe, la hauteur des formations s'obtient directement par l'observation de la forme du limbe.

Grâce à la libration, on peut explorer par cette méthode une bande assez large le long du bord du disque. Il existe enfin encore un moyen pour déterminer la hauteur en profitant de la libration: en comparant les clichés de la Lune prises sous des angles de rotation différents on peut obtenir une sorte de couple d'images stéréoscopiques. La hauteur des formatious lunaires peut être déterminée avec une précision très bonne: dans le voisinage du terminateur les dimensions de l'ombre d'un monticule de 10 m sont différentes. La hauteur maximale des montagnes lunaires est de 9 km.

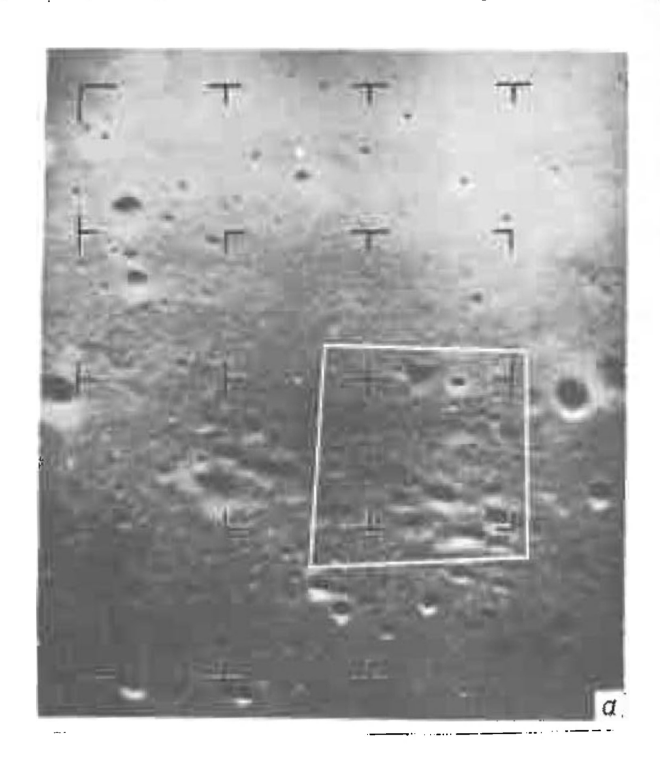






**Fig. 158. Photographies de la surface lunaire transmises par les caméras de télévision de la station interplanétaire automatique « Ranger-7 » (Etats-Unis, 1964).**

*a*) altitude 19,6 km, les plus petits cratères ont un diamètre d'environ 15 m; *b*) dernière image reçue du bord de « Ranger-7 ». Altitude environ 3000 m, dimension de l'aire photographiée: 30 × 20 m.

Près de 40 % de la surface lunaire restaient inaccessibles à l'étude par suite de la rotation synchrone jusqu'à ce que la Lune n'eût été contournée par la station interplanétaire soviétique « Luna-3 » (1959). Elle a photographié pour la première fois la face invisible de la Lune.

Parmi les détails les plus remarquables de la face invisible de la Lune il y a la mer de Moscou, la mer du Rêve, les cratères Tsiolkovski, Lobatchevski, Lomonossov, Maxwell. Les mers à la face invisible

de la Lune sont bien plus petites qu'à sa face visible, de plus, il y en a très peu. En 1965 et 1969 les stations interplanétaires soviétiques « Zond-3 » et «Zond-7 » ont encore une fois photographié la face invisible (fig. 159). Les nouveaux clichés ont révélé beaucoup plus de détails que les clichés antérieurs. Ils ont montré que la face opposée

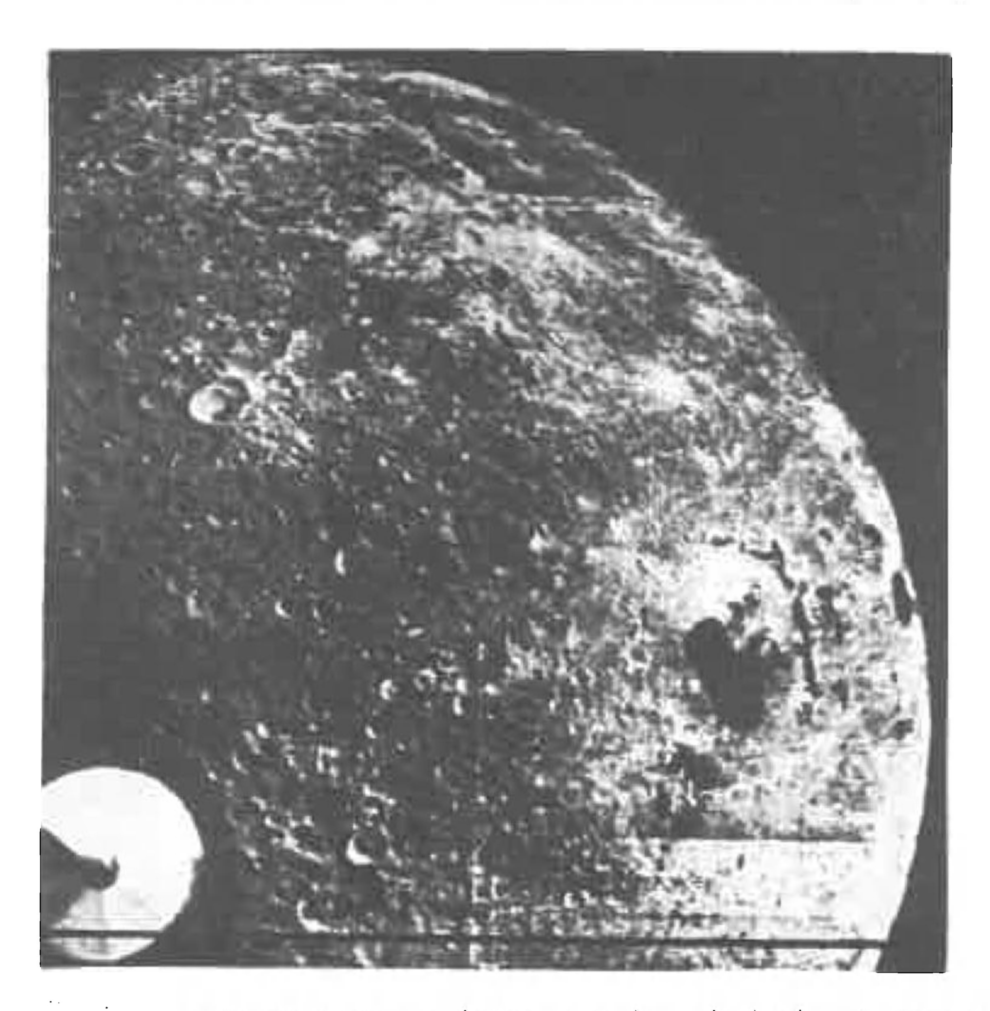


Fig. 159. Photographie de la face invisible de la Lune, réalisée par la station interplanétaire « Zond-3 ».

Photographie prise le 20 juin 1965 à $5^{h}25^{mn}$ temps de Moscou. La grande tache sombre à droite est la mer Orientale. A gauche de la mer Orientale se trouvent les objets invisibles de la Terre. A gauche, en bas, étalonnage photométrique.

diffère par rapport à la face visible. Les dépressions de la face invisible sont des régions claires et non sombres, et à la différence des mers ordinaires, on leur a donné le nom de *talassoïdes* (mériformes). Sur la face visible de la Lune les dépressions sont couvertes d'une lave sombre, ce qui n'a pas lieu sur la face opposée sauf quelques zones isolées. La ceinture des mers dont nous avons mentionné plus haut se prolonge à la face opposée sous la forme de talassoïdes. Quel-

ques petites mers de la face invisible reposent au centre des talassoïdes.

En avril 1966 on a mis sur orbite « Luna-10 », premier satellite artificiel de la Lune. Les « Lunar Orbiter » satellisés peu après par les Etats-Unis ont réalisé une photographie systématique de la surface lunaire avec un pouvoir de résolution d'environ 200 m (le pouvoir résolvant des télescopes terrestres ne dépasse pas 1 km). Les appareils de la série « Ranger » qui ont réalisé un alunissage dur ont photographié sa surface pendant l'approche à partir des distances ne dépassant pas quelques kilomètres.

Le 31 janvier 1966 on a lancé vers la Lune la station interplanétaire automatique « Luna-9 » qui le 3 février 1966 a réalisé pour la première fois un alunissage en douceur dans la région de l'océan des cratères Marius et Reiner. Le 4 et le 5 février la station a transmis sur la Terre l'image du paysage lunaire dans la région de l'alunissage (fig. 160). Cette expérience a inauguré l'étude systématique de la surface lunaire à l'aide des stations interplanétaires automatiques réalisant un alunissage en douceur.

Les premiers renseignements sur le caractère de la surface lunaire ont été fournis par les observations astronomiques. L'œil de l'observateur perçoit la Lune comme un disque jaunâtre brillant. Cette impression est dans un certain sens une illusion : le pouvoir de réflexion de la Lune est très faible.

Le pouvoir de réflexion d'une surface plane éclairée par des rayons parallèles est exprimé par son *albédo*. L'albédo est le quotient du flux diffusé dans toutes les directions par le flux incident. Une grandeur analogue peut être obtenue pour le pouvoir de réflexion moyen d'une sphère. Elle s'appelle albédo sphérique. L'albédo sphérique de la Lune dans les rayons visuels n'est que de 0,06, et de plus, l'albédo augmente systématiquement avec la longueur d'onde, de façon qu'en réalité la Lune est rougeâtre et non jaune-blanche.

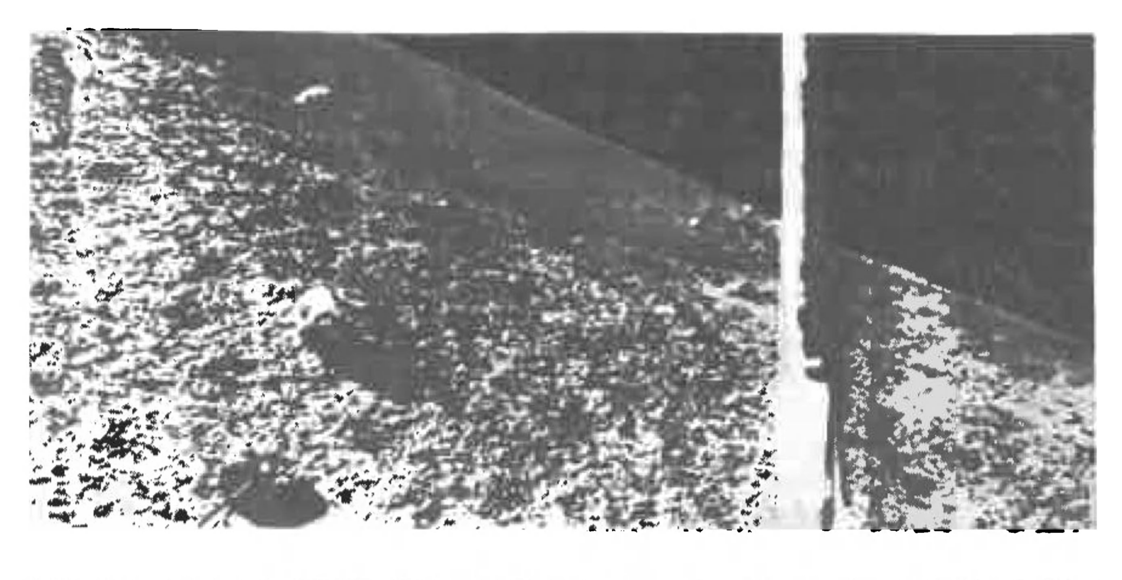
Le pouvoir de réflexion des régions claires est de deux à trois fois plus grand que celui des régions sombres. Les régions les plus brillantes, celles de l'accumulation de la substance claire près des cratères, à rayons, réflechissent environ 20 % de la lumière incidente.

Le pouvoir de réflexion spectral, c'est-à-dire la dépendance de l'albédo de la longueur d'onde pour toutes les parties de la surface lunaire, est presque le même, la différence ne porte que sur les valeurs absolues des coefficients de réflexion. Le rayonnement solaire absorbé par la Lune la réchauffe. La température diurne est déterminée par l'équation du bilan thermique

$$b\sigma T^4 + F = E\,(1 - A)\cos z, \qquad (10.5)$$

où $E$ est l'éclairement énergétique ; $A$, l'albédo ; $z$, la distance zénithale du Soleil au lieu donné ; $T$, la température ; $b$, le coefficient de rayonnement ; $\sigma$, la constante de Stefan-Boltzmann. Le deuxième

membre de l'équation traduit la quantité d'énergie absorbée par la surface en unité de temps; le premier membre, l'énergie rayonnée d'après la loi de Stefan-Boltzmann, plus celle évacuée à l'intérieur



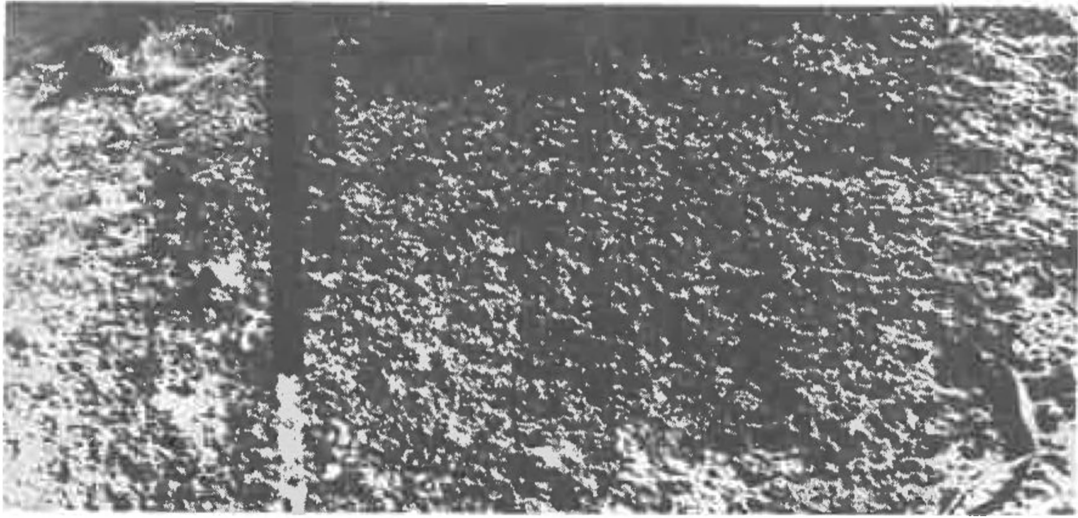


**Fig. 160. Paysages lunaires transmis par la station « Luna-9 » après l'alunissage en douceur.**

par conductibilité thermique ($F$). Pendant la nuit, le deuxième membre est nul et la température est définie par l'équation

$$b\sigma T^4 + F = 0. \qquad (10.6)$$

Pendant la journée, le flux $F$ est dirigé de la surface vers l'intérieur, et pendant la nuit, il est dirigé vers la surface, et on le prend donc avec le signe « moins ».

D'après la loi de Wien, le maximum de distribution de l'énergie dans le spectre du rayonnement thermique propre d'un point ayant le Soleil au zénith (point « subsolaire ») se trouve dans le voisinage de

$$\lambda_{max} = \frac{2900}{T} = \frac{2900}{390} \approx 7\mu.$$

A mesure qu'on s'éloigne du point subsolaire, la température diminue et le maximum se déplace dans le sens des ondes plus longues. A titre de comparaison rappelons que l'énergie du spectre solaire est maximale près de 4700 Å = 0,47 μ. Puisque la courbe de Planck marque une chute brutale avec la diminution de la longueur d'onde pour $\lambda > \lambda_{max}$ (cf § 108), il se trouve que dans le domaine visible du spectre on peut négliger le rayonnement propre de la Lune; dans ce domaine elle éclaire par une lumière réfléchie. Avec l'augmentation de la longueur d'onde l'intensité de la lumière réfléchie diminue (puisque son spectre est à peu près le même que celui du Soleil) et l'intensité du rayonnement propre de la Lune augmente. Dans la fenêtre de l'atmosphère terrestre qui s'échelonne de 8 à 14 μ, le rayonnement réfléchi est infime par rapport au rayonnement propre, et c'est d'autant plus en ce qui concerne la gamme des ondes radio.

Lors du rayonnement l'énergie est émise non pas par la surface même, mais à partir d'une certaine profondeur qui dépend de la longueur d'onde et de la conductibilité thermique de la substance. Plus la longueur d'onde est grande, plus en moyenne la profondeur de la couche rayonnante est grande. Le rayonnement infrarouge est émis d'une profondeur de l'ordre de 0,1 mm, et son intensité est déterminée pratiquement par la température de la surface. Pour ce qui est des ondes radio de 10 cm, elles sont rayonnées d'une profondeur de 1 m. Les mesures du rayonnement infrarouge de la Lune et de son rayonnement radio ont montré que

1) pendant le jour, la température de la surface lunaire à midi à l'équateur est d'environ 400 °K;

2) pendant la nuit la température superficielle est très basse (100 à 120 °K);

3) la conductibilité thermique qui détermine la grandeur $F$ est très faible; elle est voisine de celle du sable sec dans le vide. A la profondeur de 10 cm, les variations des températures diurnes et nocturnes s'effacent complètement.

Ainsi les observations astronomiques ont montré que le sol lunaire a une allure poreuse. Ceci a été confirmé par les études du sol lunaire réalisées à l'aide des premiers appareils cosmiques alunis en douceur. Mais les renseignements les plus complets sur le sol lunaire ont été obtenus après que ses échantillons ont été apportés sur la Terre. Cette performance a été réalisée par les équipages des vaisseaux cosmiques américains « Apollo » et les stations automatiques soviétiques « Luna-16 » et « Luna-20 ».

Qu'est-ce que représente donc le sol lunaire apporté sur la Terre? Sa densité moyenne est de 1,5 g·cm$^{-3}$, sa porosité est d'environ 50 %. On peut distinguer quatre types de roches constitutives de la surface lunaire : roches éruptives poreuses à grain fin (type A), roches éruptives poreuses à gros grain (type B), brèches (débris des roches éruptives et des minéraux dont plusieurs ont été fondus sous l'action d'un bombardement météoritique) et régolite (petites particules, poussière). Les trois premiers types ont la même composition chimique ; la régolite contient une addition de matière météoritique. La composition chimique des roches lunaires s'apparente à celle des roches terrestres tout en manifestant des différences notables : taux élevé des éléments lourds tels que Cr, Ti, Zr et le manque d'éléments légers comme Sn, K, Na.

L'âge des roches éruptives lunaires est très grand, leur cristallisation s'est produite il y a trois ou quatre milliards d'années. Certaines roches lunaires se sont cristallisées bien avant les plus anciennes roches terrestres. Le caractère des brèches lunaires et des régolites (présence des particules fondues et des débris) témoigne du bombardement météoritique continu, mais la vitesse de l'érosion de la surface par ce bombardement n'est pas grande, environ $10^{-7}$ cm/an. Les appareils cosmiques laissés sur la Lune y demeureront des millions d'années.

Le « Lunokhod-1 », déposé sur la Lune par la station « Luna-17 » en novembre 1970, a parcouru la surface lunaire pendant plusieurs mois. Il a transmis un grand nombre de photographies panoramiques (fig. 161), permis d'étudier la composition du sol lunaire le long de la trajectoire parcourue et de réaliser plusieurs autres explorations. C'était un laboratoire mobile perfectionné. En janvier 1973, la station « Luna-21 » a déposé sur la Lune le « Lunokhod-2 » qui avait le programme analogue. A la différence du programme américain qui préfère l'envoi des cosmonautes, le programme soviétique prévoit pour l'étude de la Lune l'utilisation des moyens automatiques d'exploration. Les stations automatiques présentent de nombreux avantages, elles sont moins chères, plus légères que les stations habitées, rendent possibles des travaux prolongés.

Les séismographes placés sur la Lune ont enregistré de nombreux tremblements lunaires de petite envergure, dus probablement surtout à la chute des météorites. Les données ainsi obtenues ne témoignent pas en faveur d'une activité séismique quelque peu importante, mais sans aucun doute la Lune n'est pas une planète géologiquement morte. La preuve en est fournie par les observations réalisées à partir de la surface terrestre qui ont enregistré sur la Lune des éclats brillants dus probablement à l'éruption des volcans ; on a même photographié le spectre d'un nuage de gaz projeté dans la région du piton du cratère Alphonse (cf. fig. 157).

Il est presque sûr cependant que la Lune ne possède pas de noyau liquide. Le témoignage en est fourni par l'absence du champ magnétique (sur la Terre il est maintenu par les courants dont le noyau liquide est le siège). En 1959 un magnétomètre, placé dans une fusée cosmique soviétique, a montré que le champ magnétique de la Lune ne dépasse pas un dix-millième du champ terrestre.

La nature des formations lunaires typiques telles que les cratères, mers, montagnes, etc., est l'objet d'une vive discussion. Il semble

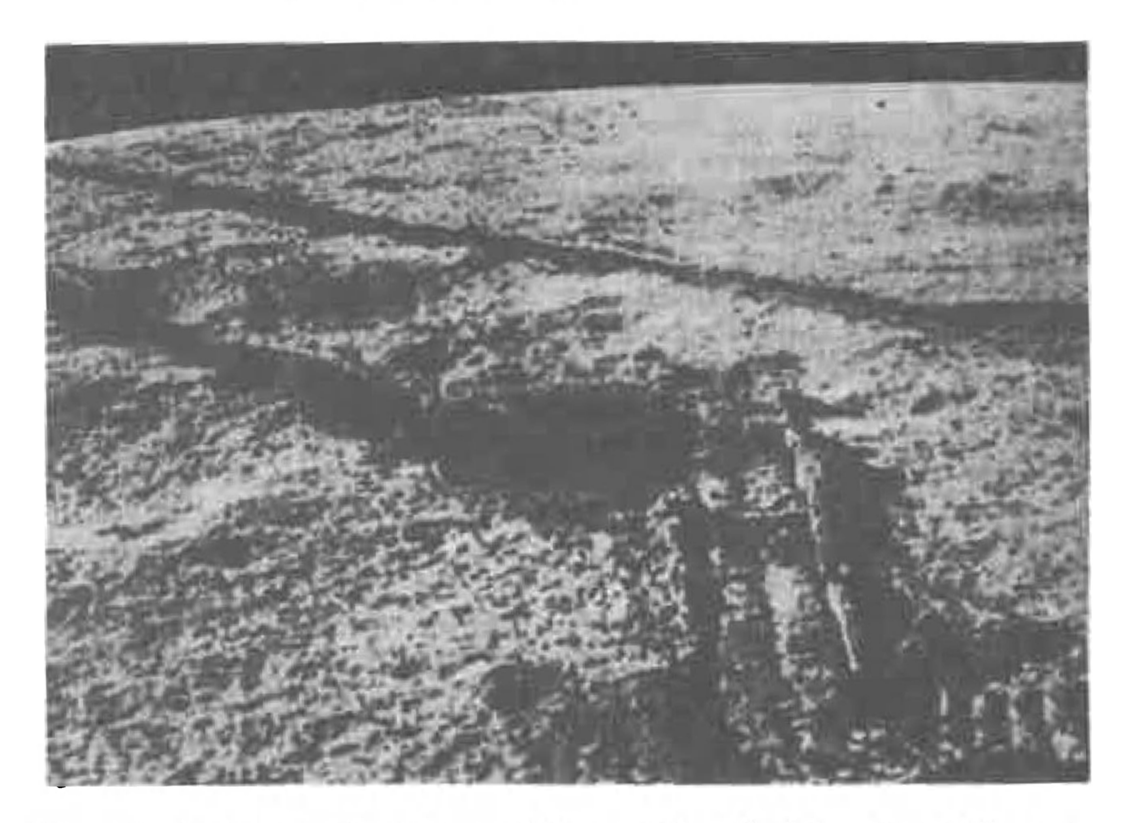


Fig. 161. Surface lunaire photographiée par « Lunokhod-1 ». On voit les traces laissées par les roues de l'appareil.

naturel de supposer, par analogie avec la Terre, que les objets lunaires soient d'origine volcanique. Cette hypothèse est confirmée par certaines observations. Par exemple, les mers planes ressemblent beaucoup à de grands champs de lave. Dans certains endroits on voit que la lave couvrait et contournait d'autres formations. L'écoulement de la lave qui a formé une mer s'est passé relativement plus tard et ceci explique pourquoi ces derniers comptent peu de cratères : les cratères anciens ont été remplis et les nouveaux n'ont pas eu le temps d'apparaître.

Toutefois, parmi les objets lunaires, nombreux sont ceux qui sont très rares sur la Terre. Tels sont les cirques, les cratères, les craterlets, les rayons clairs. La forme des cratères fait penser qu'ils

peuvent avoir une toute autre origine. Imaginons qu'une grosse météorite est venue frapper le sol lunaire. Par suite d'une explosion un entonnoir rond se forme, la matière projetée peut constituer un rempart et les matériaux plus légers, un système des rayons. Tous ces phénomènes sont observés sur la Terre lorsqu'on procède à des explosions puissantes. Une étude plus poussée montre que de cette manière on peut expliquer également la formation des pitons centraux. La règle de Schröter s'explique également d'une façon naturelle par l'hypothèse d'une explosion. On connaît sur la Terre quelques grands cratères météoritiques qui se sont conservés plus ou moins bien (le plus grand est celui d'Arizona) ; de plus, ces derniers temps on a découvert un grand nombre de formations circulaires érodées qui sont probablement les vestiges d'anciens cratères météoritiques. Il semble que le bombardement météoritique subi par la Terre et la Lune dans un passé lointain était bien plus fort qu'à présent et que c'est alors que sont apparus les multiples cirques et cratères. Sur la Terre ils se sont désagrégés par suite de l'érosion, alors que la Lune a conservé les traces de cette époque catastrophique. Mars possède également un grand nombre de cratères conservés (cf. § 136).

Probablement certains cratères sont d'origine météoritique, alors que d'autres ont à l'origine une activité volcanique. Dans certains cas les deux effets entraient en jeu simultanément, la chute d'une météorite pouvant percer l'écorce lunaire et former un volcan ou provoquer l'éruption de la lave, l'écoulement des gaz, etc. De cette façon certaines formations sont d'origine volcanique, d'autres d'origine météoritique, d'autres encore, d'origine mixte.

Quelques mots sur l'atmosphère lunaire. Ces dernières décennies on a réalisé des études très fines pour déceler ne serait-ce que les traces d'une atmosphère raréfiée (non pas des jets de gaz isolés déjà observés, comme nous l'avons dit plus haut, mais d'une atmosphère permanente). A cet effet on a appliqué plusieurs méthodes indépendantes.

L'une d'elles consistait à assurer l'observation optique de la brillance et de la polarisation des cornes du croissant lunaire. Si une atmosphère existe, les cornes doivent empiéter quelque peu la face sombre de la Lune. En présence de la diffusion de Rayleigh le rayonnement devient polarisé. La polarisation atteint 100 % pour un angle de phase de 90° (elle est nulle pour un angle de phase de 0 et de 180°). C'est pourquoi la présence de l'atmosphère produirait une faible luminescence polarisée aux cornes du croissant pour des angles de phase voisins de 90°. Cette lumière a été recherchée avec le plus grand soin, mais on ne l'a pas découverte. On en a conclu que l'atmosphère lunaire, si elle existe, est au moins $10^9$ fois moins dense que l'atmosphère terrestre. Près de la surface de la Terre, la concentration des molécules atmosphériques est de $2,7 \cdot 10^{19}$ cm$^{-3}$. Par conséquent, la limite supérieure de la concentration des molécules de

l'atmosphère lunaire est de $10^{10}$ $cm^{-3}$. Une telle concentration a lieu à 200 km de la surface terrestre. Les mesures directes de la concentration des atomes dans l'atmosphère lunaire ont été réalisées à l'aide des appareils laissés sur la Lune par les astronautes américains. Il s'est avéré que pendant le jour l'atmosphère lunaire compte $10^6$ atomes d'hydrogène et $6 \cdot 10^4$ atomes de néon. La nuit la concentration est d'un ordre plus petit.

Ainsi, l'atmosphère lunaire est très raréfiée, sa composition diffère nettement de l'atmosphère terrestre (ainsi que de celle de Mars, par exemple, cf. § 136), et sa densité varie très fortement du jour à la nuit. On se demande donc pourquoi en est-il ainsi? La Lune, au moins dans le passé, devait être le siège des processus volcaniques. Il a été prouvé tout récemment que ces processus ont lieu de nos jours aussi. Par suite des processus volcaniques, les gaz tels que $CO_2$, $H_2O$, $NH_3$ sont projetés à la surface. Actuellement on considère que toute l'atmosphère terrestre est d'origine volcanique. Qu'est-ce qui devient des produits gazeux dus à l'activité volcanique de la Lune? Nombreux de ces produits sont éloignés par suite de la dissipation à cause de la faible vitesse parabolique. Les gaz tels que l'oxygène et l'azote quittent la Lune très vite. Le gaz carbonique lourd ne pourrait pas non plus y rester parce qu'il est dissocié par le rayonnement ultraviolet solaire. Mais au cours des processus radio-actifs dans l'écorce lunaire se forment les gaz inertes Ar, Kr, Xe, dont la dissipation s'effectue sur la Lune aussi très lentement. Ces gaz sont éliminés par un autre processus physique, celui de l'interaction des flux corpusculaires avec l'atmosphère. Le champ magnétique et l'énergie cinétique qui emportent ces flux suffisent amplement pour « souffler » de la croûte les gaz inertes dégagés. D'autre part, une certaine partie de l'hydrogène, de l'hélium et du néon, contenus dans les flux corpusculaires, sont attrapés par la Lune pour former cette atmosphère très raréfiée qui a été décelée.

### § 133. Phases des planètes. Conditions d'observation

Avant de passer à l'étude d'autres planètes du Système solaire, il faut faire quelques remarques générales sur les conditions de leur visibilité. L'angle de phase de Mercure et de Vénus change de 0 à 180°. C'est pourquoi Mercure et Vénus passent par les mêmes phases que la Lune. En conjonction supérieure (le Soleil se trouve entre la planète et la Terre), l'angle de phase est nul ; en conjonction inférieure, c'est la face sombre de la planète qui est tournée vers nous. Parfois (ce qui est d'ailleurs bien rare), les latitudes écliptiques du Soleil et de la planète diffèrent si peu, que la planète passe devant le disque du Soleil ou derrière ce disque. Près de la conjonction inférieure Mercure et Vénus ont l'aspect d'un croissant étroit. Lorsque l'angle de phase $\psi_2 = 90°$, le disque est éclairé à moitié (quadrature).

La figure 162 montre que l'angle de phase ne peut atteindre 180° si l'orbite de la planète se trouve en dehors de l'orbite terrestre (planètes supérieures). En opposition, l'angle de phase de ces planètes est à peu près nul et le disque est éclairé complètement. A mesure que la planète s'éloigne de l'opposition, l'angle de phase augmente en atteignant une certaine valeur maximale $\psi_m$ pour s'annuler de nouveau en conjonction supérieure. Plus l'éloignement de la planète par

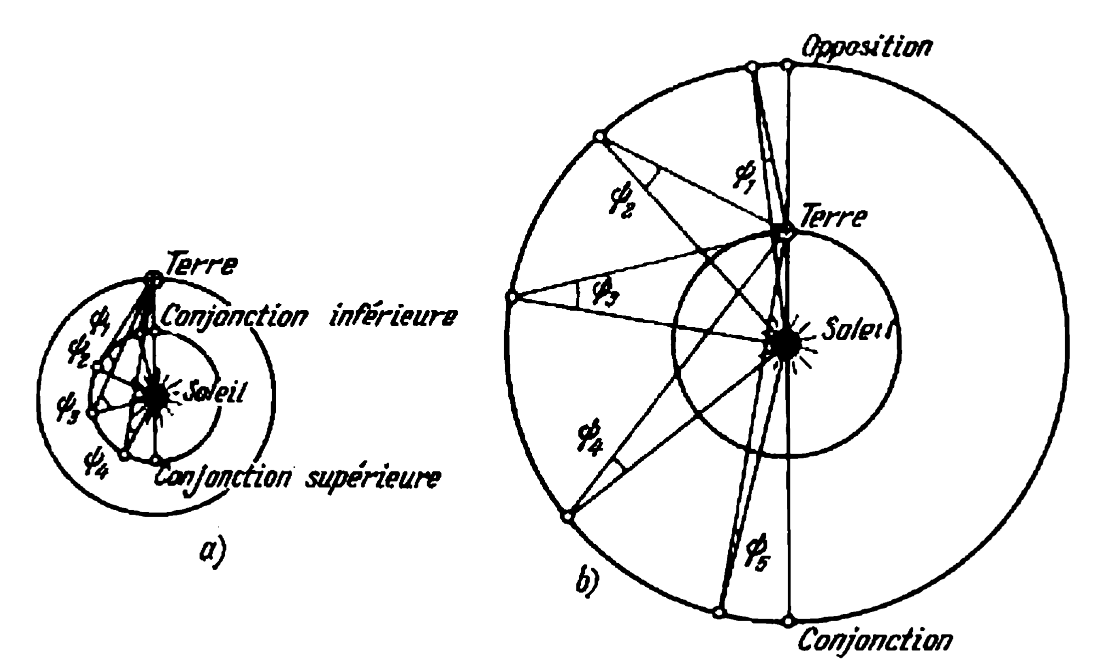



**Fig. 162. Variation de l'angle de phase:**
a) l'angle de phase de Mercure et de Vénus varie de 0 à 180°; b) l'angle de phase des planètes supérieures atteint une certaine valeur maximale $\psi_m < 180°$, puis décroît.

rapport au Soleil est grand et plus son angle de phase maximal $\psi_m$ est petit. Pour Mars cet angle est de 47°; pour Jupiter, de 12°; pour Saturne, de 6°; pour Uranus, de 3°; pour Néptune, de 2° et pour Pluton, de 2°.

Les dimensions angulaires apparentes de Mars, de Vénus et de Mercure dépendent dans une grande mesure des positions relatives de ces planètes et de la Terre. Vénus et Mercure sont les plus proches de la Terre en conjonction inférieure; leur diamètre angulaire est alors maximal. Pourtant, en conjonction inférieure on voit la face obscure du disque. En outre, en conjonction inférieure et supérieure la distance angulaire entre la planète et le Soleil (élongation) est très faible, ce qui rend très difficiles les observations. On préfère d'observer Vénus et Mercure près de l'élongation maximale. L'élongation maximale de Mercure atteint 28° et même dans cette position il n'est observable que dans le crépuscule ou pendant la journée. Vénus en élongation maximale (48°) se lève environ 3 ou 4 heures avant le Soleil (ou se

couche le soir trois ou quatre heures après le Soleil). Si Vénus et Mercure ne sont pas très proches du Soleil, on peut les voir au télescope pendant la journée.

Les dimensions angulaires de Mars sont maximales dans le voisinage d'une opposition. Cette dernière coïncidant avec la phase nulle (le disque est éclairé complètement), l'opposition rend l'observation de la planète la plus commode. Quand on l'observe en opposition on peut distinguer sur cette planète les détails les plus petits. L'excentricité de l'orbite de Mars étant grande, la distance de Mars à la Terre n'est pas la même en oppositions différentes : elle est minimale lorsque l'opposition coïncide avec le passage de la planète par le périgée [1]) (environ 55 millions de kilomètres) et maximale lors de son passage par l'apogée (environ 100 millions de kilomètres).

Les orbites des autres planètes supérieures sont nettement plus grandes que l'orbite terrestre. C'est pourquoi lors de leur éloignement en opposition la distance entre ces planètes et la Terre change beaucoup moins que pour Mars. La phase change aussi peu ; il en résulte que les conditions d'observation de ces planètes restent favorables même si elles se trouvent loin de leur opposition.

## § 134. Mercure

La planète la plus proche du Soleil est Mercure dont les dimensions dépassent légèrement celles de la Lune : son rayon est de 2437 km. Toutefois sa densité moyenne (5,5 g/cm$^3$) est sensiblement plus grande que la densité lunaire, elle est la même que celle de la Terre. L'accélération de la pesanteur à sa surface est de 372 cm/s$^2$, 2,6 fois plus petite que sur la Terre. La période de révolution autour du Soleil est de 88 jours terrestres. Les petites dimensions angulaires (près de 7″ en élongation maximale) et la proximité du Soleil rendent l'observation de Mercure (fig. 163) fort difficile et de ce chef, les renseignements sur cette planète sont très pauvres.

L'exploration de Mercure à l'écho radar a permis de déterminer la direction et la période de sa rotation. Dans ces expériences, Mercure a été ausculté par des impulsions prolongées presque monochromatiques d'une longueur d'onde de 70 cm à l'aide d'une antenne de 300 m de diamètre (Porto Rico, observatoire astronomique d'Arecibo ; cf. fig. 103). Si la planète tourne, l'impulsion réfléchie s'étend en fréquence suivant l'effet Doppler. La rotation visible à partir de la Terre se compose de la rotation axiale réelle et de la rotation due au mouvement sur l'orbite. L'exploration au radar des différentes positions de la planète sur l'orbite permet de déterminer sa vitesse ainsi que la direction de sa rotation axiale. L'exploration de Mercure

---

[1]) Cf. § 66.

au radar sur la longueur d'onde de 70 cm a montré que sa rotation est directe et que sa période est de 58,6 ± 0,5 jours. Cela est proche des 2/3 de la période de révolution de la planète.

Les observateurs expérimentés distinguent sur le disque de Mercure des détails plus ou moins stables. L'analyse des clichés et des dessins réalisés de visu montre que les répétitions des détails observés sur ces clichés et dessins peut s'expliquer par les périodes de rotation

$$t=T;\quad t=\frac{4}{5}T;\quad t=\frac{2}{3}T;\quad t=\frac{4}{7}T, \tag{10.13}$$

où $T$ est la période de révolution autour du Soleil. La troisième de ces quantités dans les limites des erreurs coïncide avec la période

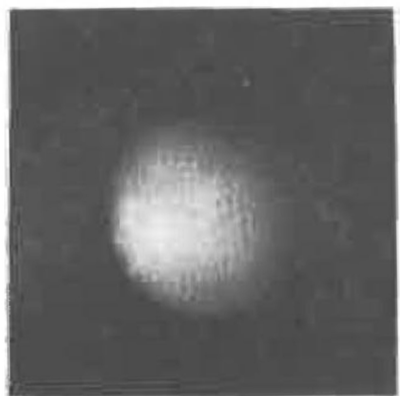



Fig. 163. Différentes phases de Mercure.

de l'exploration à l'écho radar. Les observations des détails du disque témoignent que la relation $t/T = 2/3$ est respectée au moins à 0,01 jour terrestre près. On voit aisément que pour ce rapport des périodes, la durée du jour solaire mercurien (intervalle entre deux levers consécutifs du Soleil) est deux fois plus grande que celle de l'année mercurienne!

Il y a quelques années à peine on était convaincu que les périodes de rotation et de révolution de Mercure sont égales et que Mercure montre toujours au Soleil la même face. On le comprend facilement parce que de la série des quantités (10.13) on ne prenait que la première en rejetant les autres comme peu probables. L'exploration au radar a montré que cela était incorrect.

On ne sait pas si Mercure possède une atmosphère. Les tentatives de la découvrir en appliquant la spectroscopie et la polarisation n'ont pas abouti. On ne peut indiquer que la limite supérieure de la pression atmosphérique près de la surface, qui est d'environ 3 millibars.

Bien que Mercure soit un peu plus grand que la Lune, on ne peut pas exclure théoriquement la présence de l'atmosphère. En tout cas, la vitesse parabolique qui détermine la cadence de l'évasion des gaz atmosphériques est pour Mercure (4,3 km/s) un peu plus faible que pour Mars (5,0 km/s) qui possède une atmosphère décelable.

La température de Mercure à la distance moyenne du Soleil mesurée à l'aide d'un photomètre infrarouge est au voisinage du point subsolaire de 613 °K. L'excentricité de l'orbite de Mercure est assez grande et de cette façon au périgée la température est nettement plus élevée (de 70 °K environ) et plus basse en apogée, à peu près de la même valeur. Pratiquement, elle coïncide exactement avec la température théorique calculée d'après la formule (10.8) pour une planète à rotation lente, mauvaise conductrice de chaleur, privée de l'atmosphère. Une atmosphère peu dense, qui seule pourrait exister sur Mercure, ne doit pas influer sur la température de la face éclairée de la planète.

Les observations radioastronomiques montrent que sa température de brillance sur les ondes centimétriques dans les limites des erreurs ne dépend pratiquement pas de la phase (ou cette dépendance est faible). Autrement dit, la brillance radio de la face sombre ne diffère pratiquement pas de celle de la face éclairée. La précision des mesures n'est pas grande : les faibles dimensions angulaires font que le flux du rayonnement radio de Mercure n'est que légèrement supérieur au seuil de sensibilité des radiotélescopes. La température de brillance moyenne dans la plage de 3 à 11 cm est de 350 °K. L'absence d'une dépendance perceptible entre le rayonnement radio et la phase s'explique probablement par sa formation à la profondeur de quelques dizaines de centimètres où les variations de température sont fortement atténuées. Un phénomène analogue a lieu sur la Lune (cf. § 132).

Mercure ne possède pas de satellites.

## § 135. Vénus

La masse et le rayon de Vénus (fig. 164) sont très proches de ceux de la Terre (0,82 $M_{\oplus}$ et 0,95 $R_{\oplus}$ respectivement). En 1761 les observations du passage de Vénus devant le disque solaire ont autorisé M. Lomonossov à affirmer que cette planète, de même que la Terre, possède une atmosphère puissante. Ainsi, Vénus et la Terre ressemblent par beaucoup de leurs traits. Récemment encore de nombreux astronomes, en se basant sur ce fait, considéraient que les conditions physiques existant sur ces deux planètes ne devaient pas différer sensiblement. Or, les recherches de ces dernières années les ont poussés à reviser leurs idées.

Le diamètre angulaire de Vénus est assez grand. Il varie de 20″ au voisinage de la conjonction supérieure jusqu'à 1′ au voisinage

de la conjonction inférieure. Près de l'élongation maximale on peut voir un assombrissement graduel de la surface visible du disque dans le sens du limbe vers le terminateur. Parfois cet assombrissement n'est pas parfaitement régulier. Des observateurs expérimentés distinguent sur le disque des taches nébuleuses dont l'aspect change d'un jour à l'autre. Ces taches ne peuvent être autre chose que des structures nuageuses. Probablement les nuages de Vénus forment

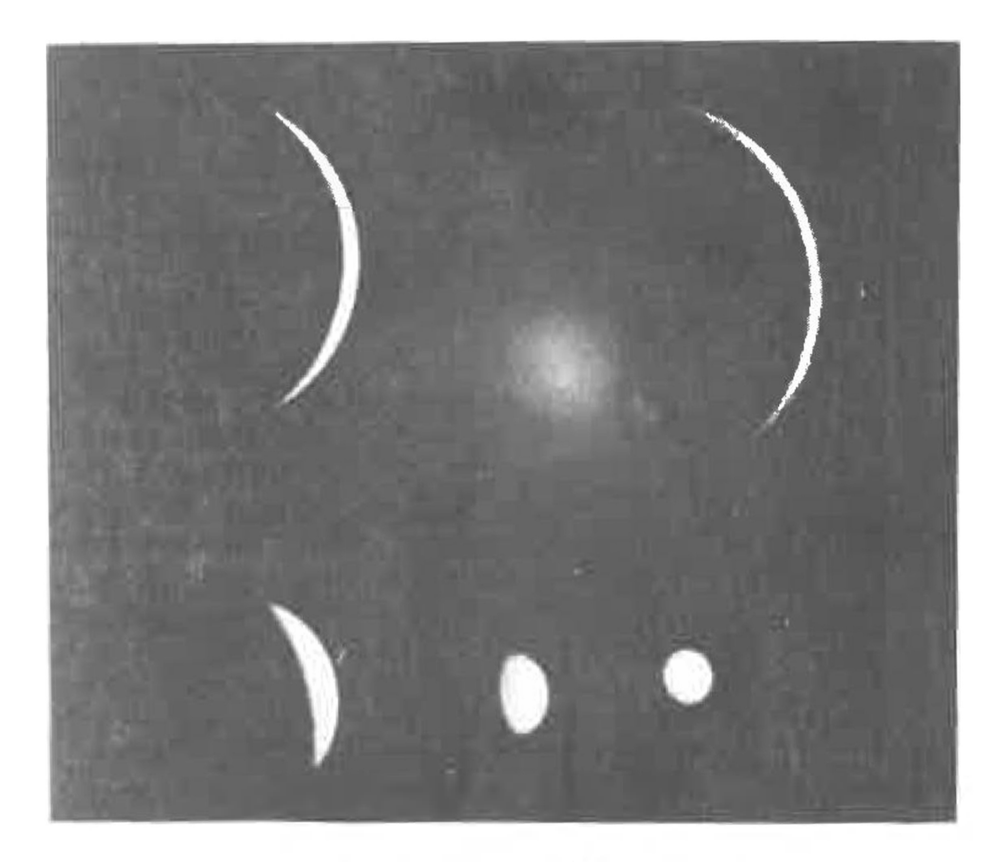


Fig. 164. Différentes phases de Vénus.

une couche puissante et continue qui nous cache complètement sa surface. Les photographies de Vénus dans l'ultraviolet ($\lambda \approx 3500$ Å) montrent souvent des détails plus ou moins stables (pendant quelques jours) qui ont parfois la forme de bandes parallèles, mais elles aussi ne sont pas liées au sol ferme. Qu'est-ce qui se cache derrière la couche des nuages vénusiens? Quelle est sa hauteur, quelles sont la température de la surface planétaire et la pression de l'atmosphère? Ce n'est que de nos jours que nous nous sommes approchés de la réponse à ces questions.

Jusqu'à ces derniers temps nous ne connaissions même pas la période de rotation de Vénus. Le plus simple est de déterminer cette période d'après la vitesse du déplacement visible des détails obser-

vés sur le disque. La valeur du déplacement, fournie par l'examen des photographies ultraviolettes, donne une période de rotation d'environ quatre jours terrestres, ce qui est bien inférieur à la période de révolution autour du Soleil (225 jours). Toutefois dans les rayons ultraviolets nous observons des nuages qui flottent dans

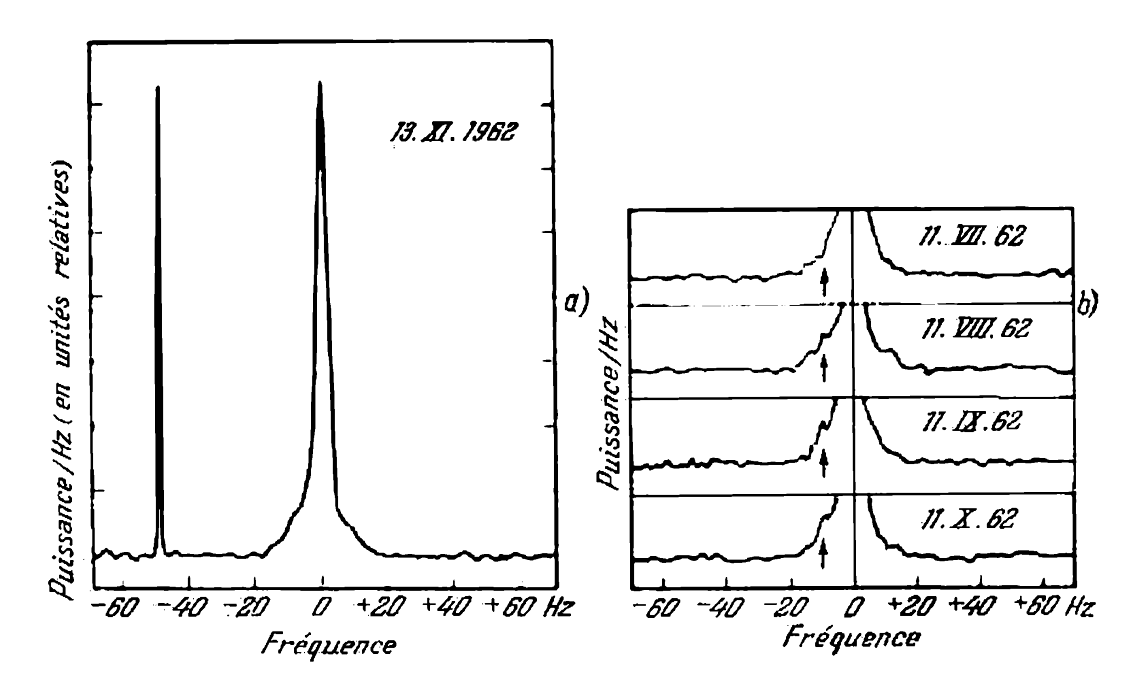



Fig. 165. a) Spectre de l'écho radar reflété par Vénus. Le zéro de l'échelle des fréquences est confondu avec le maximum. A gauche, le spectre de l'impulsion rayonnée. b) Partie inférieure du spectre de l'écho reflété à des mois différents. A gauche, on voit un détail stable dont la position change progressivement.

les couches assez élevées de l'atmosphère et ces nuages peuvent être animés de mouvements systématiques associés à la circulation de l'atmosphère.

La vitesse de rotation de Vénus en tant que corps solide ne peut être définie que par l'exploration à l'écho radar. La première réflexion de l'écho radar par Vénus a été obtenue en 1957. Les impulsions de radar lancées sur Vénus avaient premièrement pour tâche de mesurer la distance afin de mettre au point l'unité astronomique. Ces dernières années aux Etats-Unis et en U.R.S.S. on a commencé à étudier l'étalement en fréquence de l'impulsion réfléchie (« spectre de l'écho radar réflechi ») en fonction du temps. L'étalement en fréquence s'explique par la rotation de la planète (effet Doppler), le retard dans le temps, par la différence des distances jusqu'au centre et jusqu'aux bords du disque. Ces études se sont poursuivies essentiellement sur des ondes radio de la gamme décimétrique. La figure 165, *a* représente à gauche le spectre (puissance en fonction

de la fréquence) de l'impulsion envoyée sur une longueur d'onde de 12,5 cm. On voit bien qu'il est presque monochromatique. Au milieu il y a le spectre de l'impulsion réflechie. Il est sensiblement étalé par la rotation. La vitesse de rotation ainsi établie s'est avérée peu importante. La période de rotation est de 243,2 jours terrestres, la direction de rotation étant opposée au mouvement orbital. L'axe est à peu près perpendiculaire au plan de l'orbite et, par conséquent, sur Vénus la suite des saisons n'a pas lieu.

La partie inférieure du spectre de l'écho est donnée sur la figure 165, *b* pour les moments différents. La flèche indique une pointe qui reste constante d'un jour à l'autre mais dont la position dans le spectre change.

Probablement sur la planète il existe des zones qui reflètent mieux les ondes radio et la pointe en question est associée à l'une d'elles. En effet, lorsqu'on a calculé la période de rotation d'après la vitesse du déplacement de cette pointe, on a obtenu la même valeur que celle qui a été fournie par la largeur du spectre.

La période de rotation obtenue à partir de l'exploration à l'écho radar donne la vitesse de rotation du corps solide de la planète, les ondes radio décimétriques passant sans obstacle à travers la couche des nuages. La période suggérée par les photographies ultraviolettes est définie probablement par des mouvements systématiques des nuages dans les couches relativement élevées de l'atmosphère.

Puisque les périodes de rotation (243 jours) et de révolution (225 jours) sont proches en grandeur, et la direction est opposée, au cours d'une révolution autour du Soleil il se produit sur Vénus deux levers et deux couchers du Soleil, c'est-à-dire la durée du jour solaire vénusien est de 117 jours terrestres.

La rotation de Vénus possède encore un trait particulier. Sa vitesse est exactement telle qu'en conjonction inférieure Vénus montre toujours la même face à la Terre. Les causes de cette concordance entre la rotation de Vénus et le mouvement orbital terrestre ne sont pas encore élucidées.

L'exploration à l'écho radar a permis de déterminer le rayon de la surface de Vénus. Il est de 6050 km à quelques kilomètres près. D'après les observations visuelles le rayon de la couche des nuages est de 6100 km mais l'erreur de mesure de quelques dizaines de kilomètres rend impossible la détermination exacte de la hauteur des couches nuageuses par la comparaison de ces deux rayons.

Passons aux caractéristiques de l'atmosphère vénusienne. Par les observations spectroscopiques on a découvert la présence du gaz carbonique $CO_2$. La figure 166 représente le domaine du spectre contenant la bande $CO_2$ $\lambda$ 8600 Å. (Rappelons que les spectres infrarouges des molécules se composent des bandes, groupes de raies disposées suivant une loi définie.) Pour obtenir le spectrogramme de la bande $CO_2$ 8600 Å de même intensité de raies dans les conditions

de laboratoire, il faut faire passer le rayon par une couche de $CO_2$ de 1 km d'épaisseur environ sous une pression normale.

Par la suite les spectroscopistes ont détecté également de l'oxyde de carbone CO, ainsi que les vapeurs de l'acide fluorhydrique et de l'acide chlorhydrique (HF et HCl). La concentration de ces combinai-

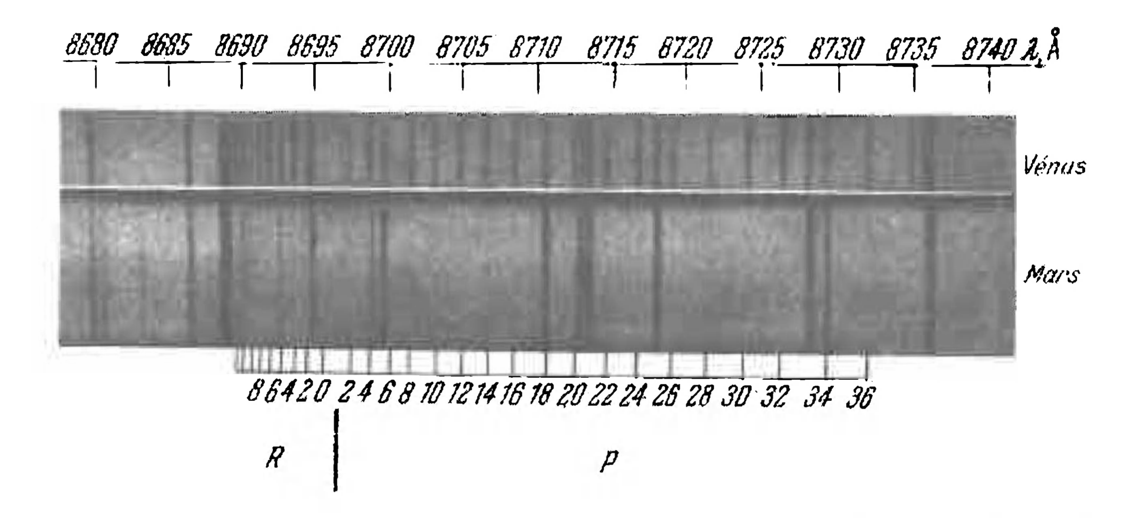



Fig. 166. Spectrogrammes de Vénus et de Mars dans le domaine de 8680 à à 8740 Å. Aux fortes raies de rotation de $CO_2$ du spectre de Vénus correspondent exactement, d'après leur position, les raies martiennes de $CO_2$, très faibles, mais perceptibles.

sons par rapport à $CO_2$ est négligeable. Il n'est pas exclu que CO se forme dans l'atmosphère de Vénus grâce à la réaction de décomposition photochimique

$$CO_2 + h\nu \rightarrow CO + O. \tag{10.14}$$

Pour ce qui est de HCl et HF, on découvre ces gaz dans les éruptions des volcans terrestres. Il se peut que sur Vénus ces gaz aient la même origine.

Les tentatives de révéler dans le spectre de Vénus les raies d'absorption de $O_2$ et de $H_2O$ n'ont pas abouti pour le moment à des résultats sûrs. On ne peut qu'indiquer la limite supérieure des quotients $O_2 : CO_2$ et $H_2O : CO_2$, qui est égale environ à $10^{-4}$.

Les conditions de la formation des raies d'absorption dans l'atmosphère vénusienne diffèrent considérablement de celles de laboratoire où n'ont lieu que des processus d'absorption. L'atmosphère de la planète est en plus le siège des processus de diffusion par les particules de la couche nuageuse. L'intensité des raies spectrales est définie dans ce cas non seulement par la quantité des molécules absorbantes de l'atmosphère mais encore par les caractéristiques des particules diffusantes, par leurs dimensions et la quantité, leurs

coefficients d'absorption et de réfraction. La spectroscopie ne permet de déterminer avec une précision suffisante que les rapports entre les concentrations volumiques de divers gaz et non pas les concentrations elles-mêmes.

On ne savait pas jusqu'à ces temps derniers si le gaz carbonique est la composante principale de l'atmosphère vénusienne ou s'il existe encore des quantités importantes d'autres gaz difficilement détectables par spectroscopie (l'exemple en est fourni par l'azote si abondant dans l'atmosphère terrestre). Ce problème a été résolu grâce à l'exploration réalisée par les stations interplanétaires automatiques soviétiques « Vénus-4 », « Vénus-5 », « Vénus-6 » (cf. § 115) et américaine « Mariner-5 ».

Les analysateurs des gaz placés dans des stations interplanétaires automatiques soviétiques ont montré que la teneur relative en $CO_2$

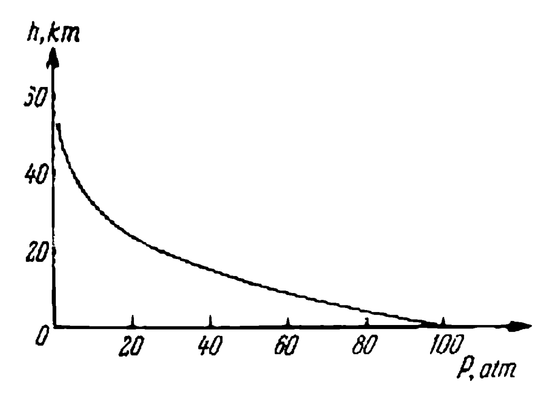



Fig. 167. Pression dans l'atmosphère de Vénus en fonction de l'altitude d'après les mesures des stations interplanétaires automatiques soviétiques du type « Vénus ».

Fig. 168. Température dans l'atmosphère de Vénus en fonction de l'altitude d'après les mesures des stations interplanétaires automatiques soviétiques du type « Vénus ».

est de 97 %, c'est-à-dire que le gaz carbonique est la composante principale de l'atmosphère vénusienne. D'après les données de ces mêmes expériences la quantité d'azote ne dépasse pas 2 %.

Signalons que les analysateurs des gaz montés dans des stations interplanétaires automatiques soviétiques ont décelé en moyenne dans l'atmosphère 0,5 % de $H_2O$. Il y a là une divergence avec les données spectroscopiques déjà citées. Ce fait s'explique probablement par la diminution de la teneur relative en $H_2O$ avec la hauteur par suite de la condensation. Les mesures spectroscopiques portent sur la partie supérieure de la couche nuageuse, alors que les mesures directes, sur les niveaux plus profonds de l'atmosphère.

Les stations interplanétaires automatiques soviétiques « Venus-4 », « Vénus-5 », « Vénus-6 », « Vénus 7 » et «Vénus-8 » ont mesuré la pression, la température et la densité des couches inférieures de l'atmosphère de la planète. Les figures 167 et 168 matérialisent la

relation entre la pression et la température d'une part et l'altitude d'autre part, fournie par ces expériences. Les stations « Vénus-7 » et « Vénus-8 » mesuraient les paramètres principaux de l'atmosphère et les transmettaient sur la Terre jusqu'à leur atterrissage et même quelque temps après leur pose.

Il a été ainsi établi que la température à la surface de Vénus est de 750 °K et la pression de 100 atm.

L'exploration de l'atmosphère de Vénus par les ondes radio à partir de « Mariner-5 » a permis de l'observer jusqu'à un niveau où la pression est égale à 5 atm. Le rapport $P$ ($T$) calculé d'après les données de « Mariner-5 » s'accorde avec les résultats fournis par les stations interplanétaires automatiques soviétiques. Dans ces observations les paramètres de l'atmosphère ont été déterminés d'après le déphasage des ondes radio (passés à travers l'atmosphère de la planète) produit par leur réfraction.

La température élevée du sol, la grande pression atmosphérique et la teneur relative importante en $CO_2$ sont probablement des faits liés entre eux. La température élevée contribue à la transformation des roches carbonatées en roches siliceuses avec dégagement de $CO_2$. Sur la Terre, $CO_2$ entre en réaction et passe dans les roches sédimentaires sous l'action de la biosphère qui certainement n'existe pas sur Vénus. D'autre part, une grande teneur en $CO_2$ contribue à l'échauffement de la surface et des couches inférieures de l'atmosphère.

Le fait que les couches basses de l'atmosphère vénusienne ont une température élevée était établi avant les vols des stations « Vénus-4 », « Vénus-5 » et « Vénus-6 » d'après les résultats de l'étude astronomique réalisée à partir de la surface terrestre, mais les mesures prises par les stations interplanétaires automatiques ayant précisé sensiblement nos idées. L'histoire de cette question est très instructive et nous allons en donner un exposé sommaire. L'exploration de Vénus par des vaisseaux cosmiques est un des cas peu nombreux où l'on a réussi à vérifier par des mesures directes les conclusions audacieuses des observations astronomiques.

Ces dernières années le rayonnement de Vénus a été soigneusement étudié dans la gamme des rayons infrarouges et des ondes radio. Dans le domaine de l'infrarouge proche, environ jusqu'à $4\mu$, Vénus reflète la lumière solaire. Les ondes plus longues (infrarouges et ondes radio) constituent ce qu'on appelle le rayonnement thermique propre de la planète. La part de l'énergie solaire absorbée dans le domaine $\lambda < 4\,\mu$ réchauffe la planète pour être rayonnée ensuite sur des ondes plus longues. L'intensité de cette émission correspond à la température superficielle ou à celle de la couche atmosphérique qui rayonne efficacement dans la longueur d'onde donnée. Dans ce dernier cas, c'est de même que dans l'atmosphère du Soleil, le niveau où l'épaisseur optique est $\tau \approx 1$.

La température de brillance de Vénus calculée d'après l'intensité de son rayonnement dans la fenêtre de 8 à 14 μ est de 220 à 240 °K. Ces mesures sont complétées par la température d'excitation des niveaux énergétiques de $CO_2$ déterminée d'après les bandes dans la région du spectre voisine de 0,8 μ. Elle varie de 240 à 280 °K. Il est clair que ces températures ne se rapportent pas à la surface parce qu'au-dessus de cette surface il y a une atmosphère dense et une couche de nuages. Puisque les raies de $CO_2$ se forment à l'intérieur de la couche des nuages, il est logique de considérer que la température d'excitation est une température moyenne de cette couche. La température de brillance infrarouge est associée probablement à la frontière supérieure de cette dernière. Dans la région $\lambda = 0{,}8$ μ la couche nuageuse est probablement plus transparente qu'entre 8 et 14 μ, et nous pouvons ici pénétrer plus profondément dans l'atmosphère vénusienne. Toutefois, la température de la surface doit être plus grande que celle de l'excitation. Il fallait établir quelle était cette différence.

Vénus reçoit à peu près autant de chaleur que la Terre, bien qu'elle soit plus proche du Soleil. Son albédo sphérique est de 0,7 et seulement 30 % du rayonnement solaire est absorbé pour chauffer la planète. La couche nuageuse rejette dans l'espace la plus grande partie du rayonnement incident. On supposait donc que la température superficielle de Vénus n'excédait pas beaucoup celle de la Terre, atteignant 300 à 350 °K.

Les nuages terrestres laissent bien passer les ondes radio à partir de 1 cm. On peut donc s'attendre à ce que le rayonnement de la surface de Vénus dans la gamme des ondes radio passe librement à travers la couche des nuages. En 1956 on a mesuré pour la première fois le flux du rayonnement radioélectrique de Vénus. Les observations concernaient la longueur d'onde $\lambda = 3{,}15$ cm. On ne s'attendait pas que la température de brillance pouvait être aussi grande : 600 °K. La question s'est posée s'il était possible d'expliquer le rayonnement radioélectrique augmenté de Vénus par des processus non thermiques, par exemple, par le rayonnement des électrons relativistes dans un champ magnétique, comme c'est le cas de Jupiter. Pour vérifier cette éventualité, il a fallu procéder à l'exploration sur des longueurs d'onde différentes et construire d'après les points isolés, le spectre du rayonnement de la planète. Les résultats de ces observations sont représentés sur la figure 169. En abscisses on a porté les longueurs d'onde $\lambda$ et en ordonnées, la température de brillance $T_b$. On voit que la température de brillance est la même dans les limites des erreurs, pour une large plage des longueurs d'onde allant de 1,5 à 20 cm. C'est là un témoignage de la nature thermique du rayonnement radioélectrique. Les mécanismes non thermiques de ce rayonnement se caractérisent par une dépendance brusque entre la température de brillance et la longueur d'onde. Il est vrai que dans le domaine de

0,4 à 1,5 cm, les températures de brillance obtenues sont plus basses (350 à 400 °K) ; toutefois, ce fait peut s'expliquer par l'opacité de l'atmosphère vénusienne pour les ondes radio plus courtes. Dans le domaine des $\lambda < 1{,}5$ cm, l'atmosphère absorbe le rayonnement superficiel et le réémet dans l'espace à partir d'un certain niveau effectif qui se trouve à une profondeur optique voisine de l'unité.

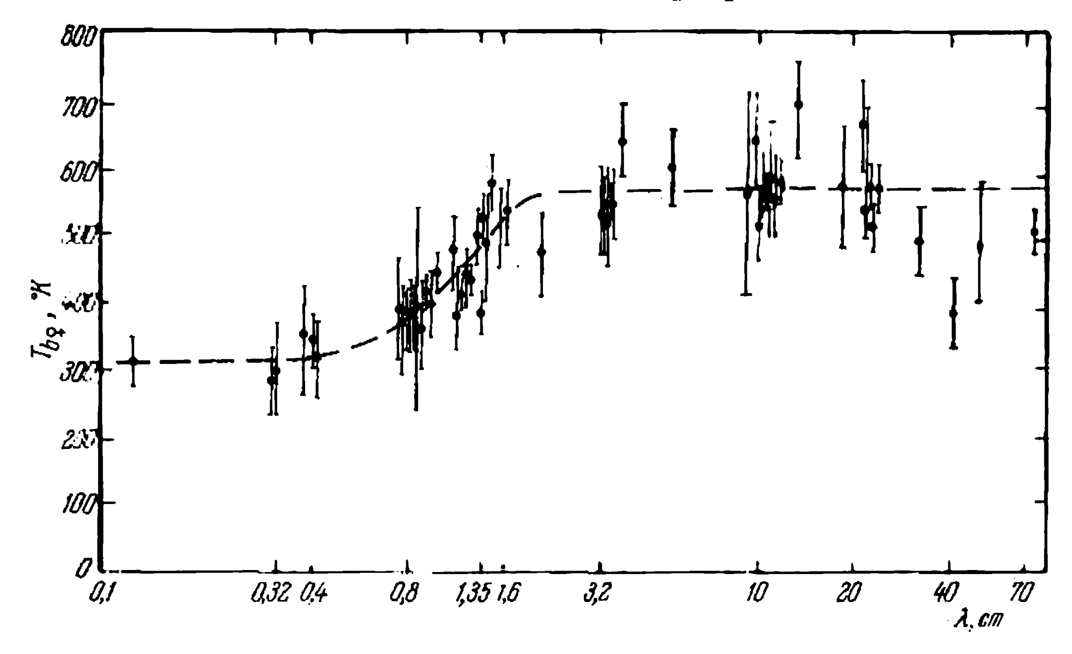



Fig. 169. Spectre du rayonnement radio de Vénus. En abscisses, les longueurs d'onde, en ordonnées la température de brillance.

A ce niveau, la température de l'atmosphère est plus basse que celle de la surface. C'est justement cette température qui détermine la température de brillance radio sur les ondes millimétriques. Les « absorbeurs » convenables des ondes millimétriques sont le gaz carbonique et les vapeurs d'eau. Il semble que sur les ondes plus longues (20 à 70 cm) également $T_b$ enregistre une certaine diminution, mais les points d'observation sont encore peu nombreux dans ce domaine.

Puisque la température monte progressivement de la couche nuageuse vers la surface, une grande température superficielle témoigne d'une grande profondeur de l'atmosphère et d'une pression élevée à la surface. Ainsi les données des observations astronomiques ont permis de faire une description qualitative des caractéristiques extraordinaires et inattendues de l'atmosphère vénusienne, de sa différence très accusée par rapport à l'atmosphère terrestre. Ces idées ont été brillamment confirmées par des mesures directes.

Les mesures radioastronomiques donnent la température de la surface de la planète un peu plus basse que celle fournie par l'extrapolation des mesures des stations interplanétaires automatiques so-

viétiques. Cette différence s'explique probablement par le fait que le pouvoir rayonnant de la surface est inférieur à l'unité.

La figure 170 montre la disposition des niveaux de l'atmosphère de Vénus qui correspondent au rayonnement dans les différentes gammes. Il est intéressant que les températures radio et les températures infrarouges sont pratiquement les mêmes sur les faces diurne et nocturne. Ceci s'explique par une réaction très lente de l'atmosphère à la modification du régime d'éclairement, ce qui est dû à la grande masse de l'atmosphère, ou autrement dit, à sa grande inertie thermique.

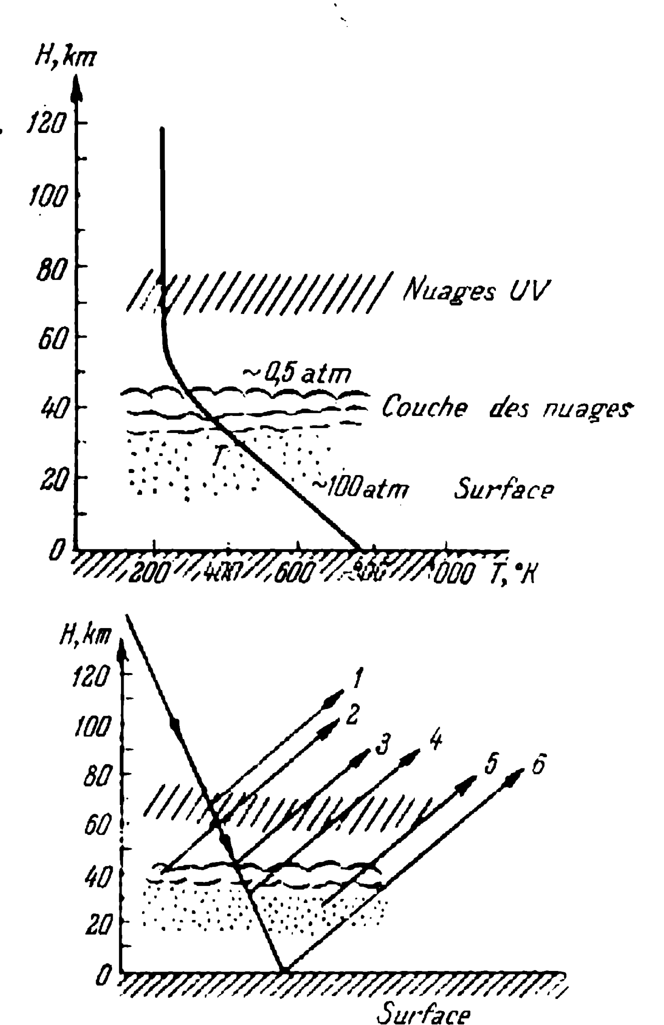



Fig. 170. Structure de l'atmosphère de Vénus. Disposition des niveaux réfléchissant et rayonnant dans les différentes gammes.
*1* — rayonnement ultraviolet réfléchi ; *2* — rayonnement infrarouge thermique propre ; *3* — rayonnement visible réfléchi ; *4* — rayonnement infrarouge réfléchi ($\lambda \approx 1\ \mu$) ; *5* — rayonnement radio de longueurs d'onde de 0,1 à 1,5 cm ; *6* — rayonnement radio de la gamme décimétrique.

La cause la plus probable du réchauffement de la surface de Vénus est l'effet de serre qui agit également dans l'atmosphère terrestre (cf. § 130). Sur Vénus, cet effet se manifeste plus fortement. Les calculs montrent que les quantités de gaz carbonique et de vapeur d'eau, mesurées par les stations « Vénus-4 », « Vénus-5 » et « Vénus-6 », suffisent amplement pour réchauffer la surface de Vénus grâce à cet effet. Il n'est pas exclu que dans l'atmosphère de Vénus il existe d'autres composantes moléculaires, pour le moment inconnues, qui absorbent fortement le rayonnement infrarouge, et qui peuvent contribuer au renforcement de l'effet de serre. Il ne faut pas croire que le problème de l'atmosphère de Vénus soit définitivement résolu. Bien des choses restent encore à élucider. Il nous faudra répondre à de nombreuses questions qui seront résolues par des méthodes complexes en utilisant les moyens de la technique cosmique que de l'astro-

nomie terrestre. Par exemple, la nature de la couche des nuages n'est pas claire. On a avancé de différentes hypothèses sur sa composition : particules solides du gaz carbonique, gouttes d'eau, particules de glace, particules solides et liquides des hydrocarbures, poussière minérale. Dans les quatre premiers cas il s'agit des « condensés », substances susceptibles d'être condensées et de s'évaporer dans les conditions de l'atmosphère vénusienne. Dans le dernier cas, la condensation et l'évaporation sont impossibles, et une telle composition paraît donc être douteuse. On s'imagine mal comment la poussière minérale puisse se maintenir en suspension environ à la même hauteur sur toute la planète. Il en va tout autrement si les particules des nuages se forment à partir des gaz de l'atmosphère elle-même.

Toutefois, des objections peuvent être avancées pour chacun des quatre condensés. $CO_2$ ne convient pas du fait que la température à la frontière supérieure de la couche nuageuse est trop élevée (220 à 240 °K) d'après les mesures dans l'infrarouge. Si la couche nuageuse est composée de particules liquides et solides des hydrocarbures, il faudrait s'attendre à la présence des quantités perceptibles d'hydrocarbures simples ($CH_4$, $C_2H_2$, $C_2H_4$, $C_2H_6$). Or, on n'a pas découvert dans le spectre de Vénus leurs bandes d'absorption.

La majorité des chercheurs supposent que le niveau inférieur de la couche nuageuse de Vénus est composé de gouttes d'eau, alors que le niveau supérieur est composé de cristaux de glace et qu'en général cette couche est analogue à la couche des nuages terrestres, étant seulement un peu plus dense. Mais, dans ce cas, il est difficile d'expliquer la faible intensité des raies de $H_2O$.

A titre de conclusion il faut dire quelques mots sur la magnétosphère et l'ionosphère vénusiennes. Les magnétomètres montés dans « Vénus-4 » et « Mariner-5 » ont montré que la planète Vénus ne possède pratiquement pas de champ magnétique propre, son champ étant au moins 3000 fois plus faible que celui de la Terre. Cependant, Vénus donne lieu à des perturbations du champ magnétique interplanétaire associé au vent solaire ; elle fend ce dernier en formant par son mouvement orbital un cône caractéristique de l'onde de choc. Cette interaction se produit par suite de la présence des charges électriques dans l'atmosphère supérieure de la planète, ou autrement dit de son ionosphère.

L'ionosphère de Vénus n'étant pas protégée par le champ magnétique, le vent solaire pénètre dans les couches relativement denses de l'atmosphère. Il en résulte sur la face éclairée une couche ionosphérique étroite à concentration maximale de $10^5$ $cm^{-3}$. Dans la couche obscure la concentration électronique est plus faible. La hauteur de la couche est de 100 km. La concentration électronique de l'ionosphère vénusienne a été étudiée au moyen des ondes radio réfractées par l'ionosphère dans l'expérience déjà mentionnée de « Mariner-5 », ainsi que par les pièges à ions de « Vénus-4 ».

Les couches supérieures de l'atmosphère terrestre (au-dessus de 100 km) sont chauffées par le rayonnement ultraviolet du Soleil jusqu'à la température de 1000 à 1500 °K. A cette altitude l'atmosphère de Vénus est bien plus froide, sa température étant de 600 à 800 °K. Cette différence est due au fait que les molécules de $CO_2$ ne sont pas dissociées dans les couches supérieures de l'atmosphère. Les molécules de $CO_2$ sont de très bons émetteurs dans le domaine du spectre voisin de 15 $\mu$ et leur présence détermine le refroidissement de l'atmosphère supérieure.

Les couches les plus élevées de l'atmosphère vénusienne (supérieures à 500 km) sont composées d'hydrogène atomique, analogue à celui de la partie extérieure de l'atmosphère terrestre. Ce fait a été établi d'après les mesures d'intensité de la diffusion de résonance de la raie solaire d'hydrogène 1215 Å, réalisées à l'aide des photomètres ultraviolets montés dans les stations « Vénus-4 » et «Mariner-5 ».

La planète Vénus ne possède pas de satellites.

## § 136. Mars

Mars, la quatrième planète du groupe tellurique, est environ deux fois plus petit que la Terre (son rayon équatorial est de 3394 km), alors que sa masse est neuf fois plus faible que la masse terrestre. La pesanteur sur Mars est de 376 cm/s$^2$. Le diamètre angulaire de Mars pendant les oppositions périhéliques est de 25″, et pendant les oppositions aphéliques, de 14″. On observe à la surface de Mars des formations stables qui ont permis de déterminer avec une grande précision sa période de rotation: $24^h37^{mn}22^s,6$. L'équateur de la planète est incliné sur le plan de son orbite presque de la même façon que celui de la Terre. Sur Mars il existe donc des saisons, analogues à celles de la Terre, à cette différence près que dans son hémisphère Sud l'été est plus chaud et plus court que dans l'hémisphère Nord, car il survient au moment du passage de la planète au périgée. L'année martienne dure 687 jours terriens.

Les détails observés au télescope sur le disque de Mars (fig. 171 à 173) peuvent être classés de la façon suivante:

1. Régions brillantes, *continents* ou *déserts* qui couvrent $^2/_3$ du disque. Ce sont des champs homogènes clairs orange-rouges.

2. *Calottes polaires*, taches blanches qui se forment autour des pôles en automne pour disparaître au début de l'été. Ce sont les détails les mieux visibles. Au milieu de l'hiver les calottes couvrent la surface jusqu'à 50° dans le sens de la latitude. En été la calotte polaire Nord disparaît, alors que de la calotte polaire Sud il ne reste qu'une toute petite tache. Dans les filtres bleus le contraste des calottes est très fort.

3. *Régions sombres* ou *mers*, occupent $^1/_3$ du disque. Elles sont visibles sur un fond de régions claires sous la forme de taches de

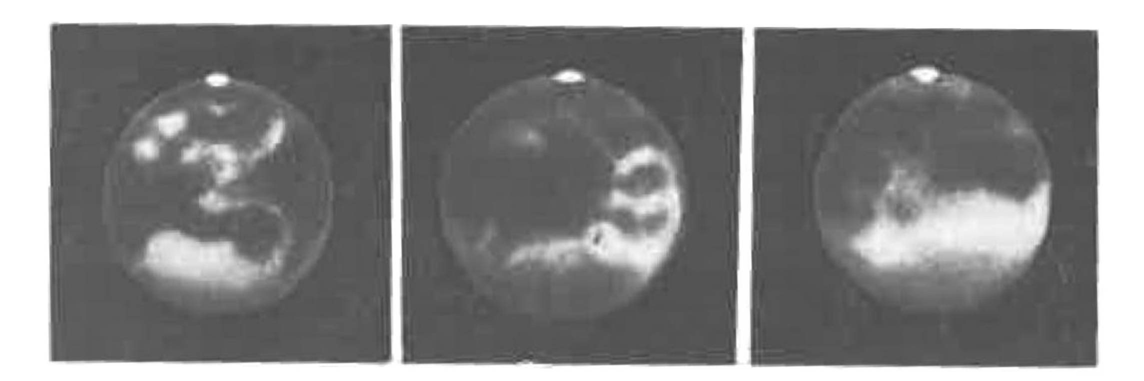


Fig. 171. Rotation de Mars (photographie prise avec un filtre rouge). Les « mers » sont très bien visibles.

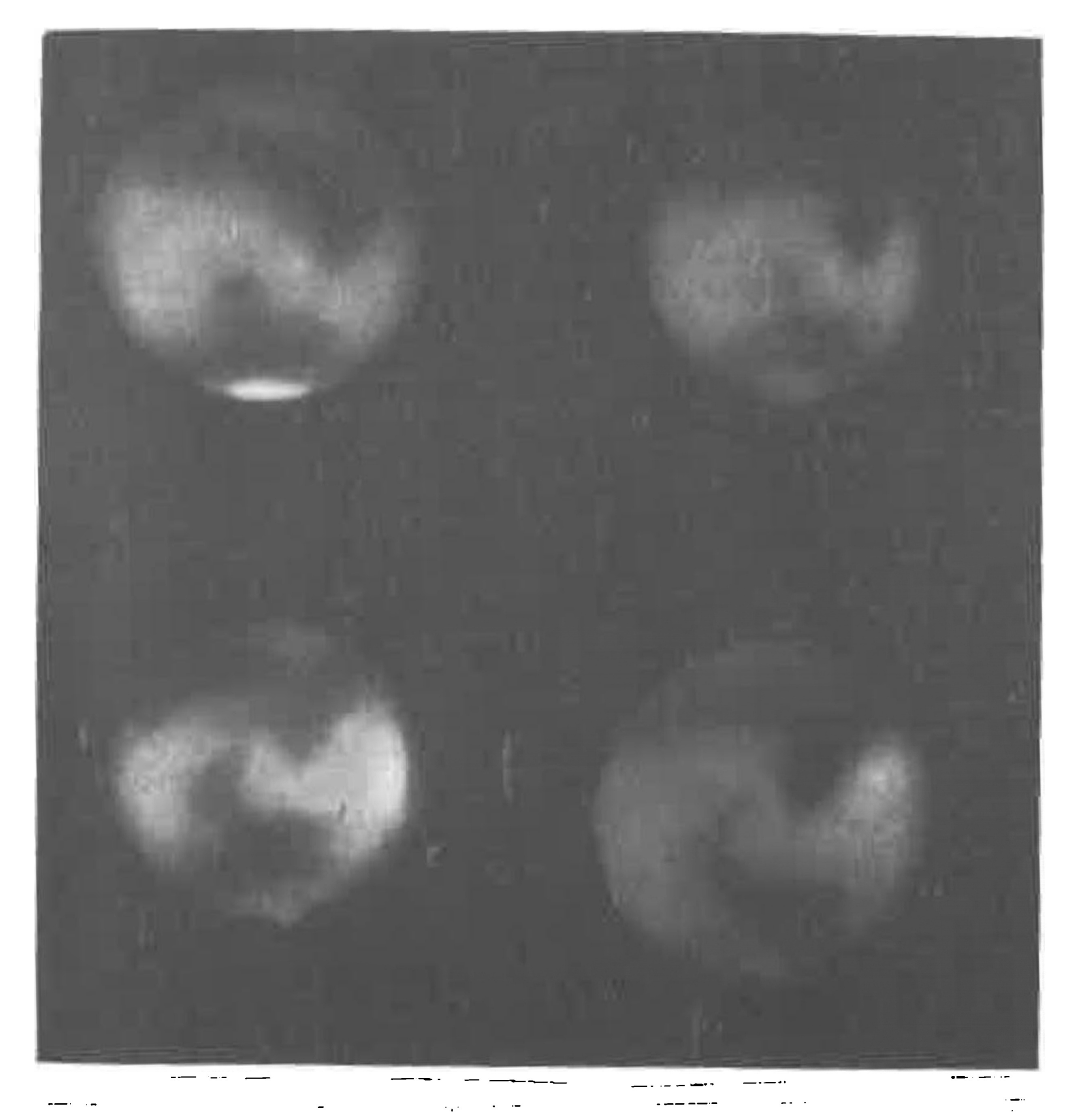


Fig. 172. Variations saisonnières de la région Syrtis Major. (En haut, à gauche, l'hiver dans l'hémisphère Nord ; en bas, à droite, l'été).

forme et de dimensions différentes. Les régions sombres isolées de petites dimensions s'appellent *lacs* ou *oasis*. En s'enfonçant profondément dans les continents, les mers forment des golfes. Les continents et les mers ont une couleur rouge.

La relation entre les éclats des continents et des mers est maximale dans les domaines rouge et infrarouge (jusqu'à 50 % pour les mers

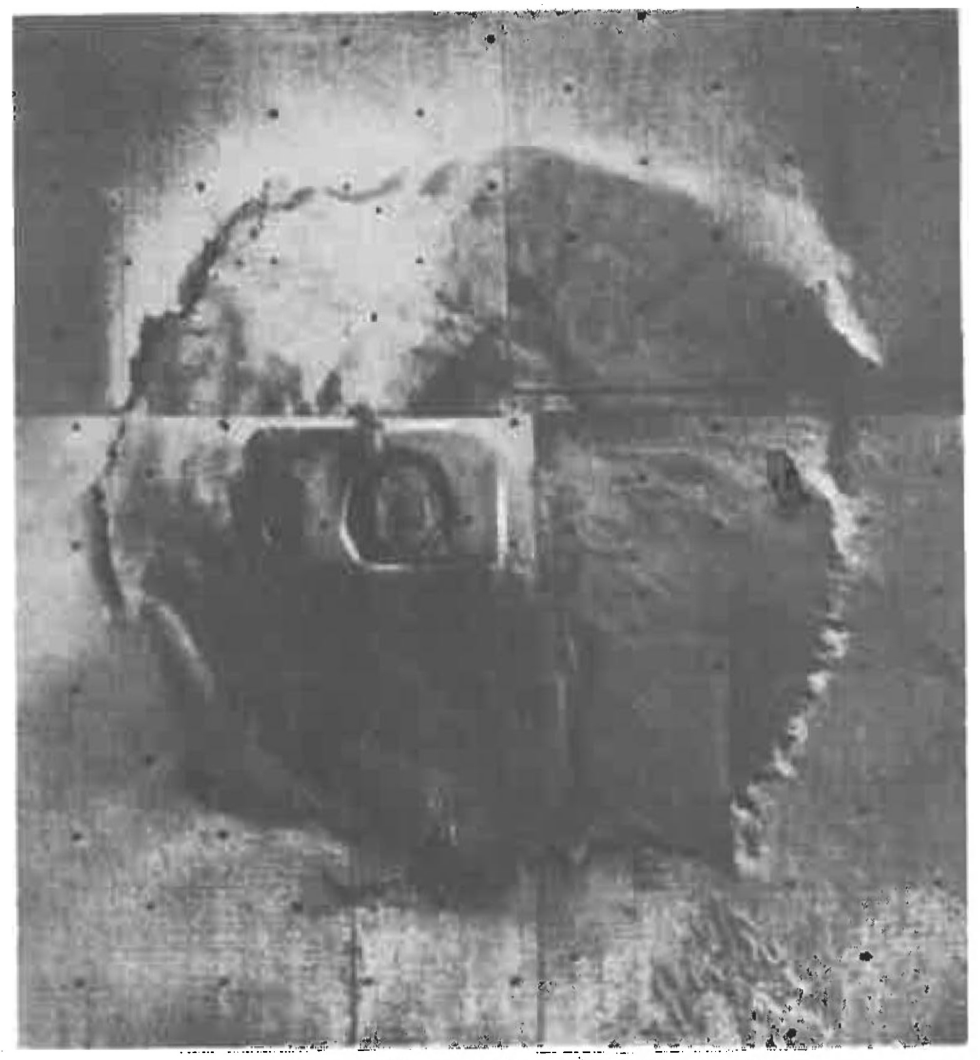


Fig. 173. Montagne géante d'origine volcanique sur Mars: Nix Olimpica, connue auparavant comme une petite tache ronde. Le diamètre à la base du cône volcanique est de 500 km (photographie composite de « Mariner-9 »).

les plus sombres), elle est plus faible dans les plages jaune et verte, alors que dans les rayons bleus les mers martiennes ne se distinguent pas du tout.

Les régions sombres, de même que les calottes polaires, interviennent dans le cycle des changements saisonniers (cf. fig. 172). En hiver le contraste des régions sombres est minimal. Au printemps les calottes polaires présentent cette particularité d'être bordées

d'une frange sombre et le contraste entre les régions obscures et cette frange augmente. L'assombrissement s'étend progressivement à l'équateur en couvrant des régions toujours nouvelles. De nombreux détails, invisibles en hiver, deviennent bien visibles en été. La vague d'assombrissement se propage à une vitesse d'environ 30 km par jour. Dans certaines régions ces changements sont réguliers et reviennent d'année en année, dans d'autres, chaque printemps ils sont différents. Outre les changements saisonniers qui se répètent chaque année, on a observé à plus d'une reprise la disparition irréversible ou l'apparition des détails sombres (changements séculaires). Les régions claires ne participent pas aux cycles saisonniers mais peuvent subir des changements séculaires irréversibles.

4. *Nuages*, détails temporaires localisés dans l'atmosphère. Quelquefois ils couvrent une partie importante du disque et empêchent l'observation des régions sombres. On distingue deux types de nuages, les nuages jaunes, qui d'après l'opinion générale sont composés de poussière (il y a des cas où les nuages jaunes recouvrent tout le disque pour des mois entiers ; ces phénomènes s'appellent « tempêtes de poussière »), et des nuages blancs, composés surtout probablement de cristaux de glace, comme les cirrus terrestres.

Ces dernières années l'étude de Mars a beaucoup progressé grâce aux stations interplanétaires automatiques. En 1965 la station américaine « Mariner-4 » a pour la première fois photographié Mars d'une petite distance (près de 10 000 km). Il s'est avéré que Mars est comme la Lune couvert de cratères. Après « Mariner-4 » c'étaient « Mariner-6 » et « Mariner-7 » qui avaient passé près de Mars en le photographiant et en 1971, quelques mois après l'opposition périhélique, on a mis sur une orbite martienne ses premiers satellites fabriqués par les Terriens : « Mars-2 » et « Mars-3 » soviétiques et « Mariner-9 » américain. Leurs programmes différaient sensiblement en se complétant l'un l'autre. « Mariner-9 » avait surtout pour but de photographier Mars ; il a réalisé quelques milliers de clichés à limite de résolution d'environ 1 km qui couvraient presque toute la surface de la planète. Quelques-uns de ces clichés sont reproduits sur les figures 173 et 174. Les photographies réalisées par les satellites soviétiques sont bien moins nombreuses, mais en revanche l'appareillage qu'ils portaient était beaucoup plus nombreux, prévu pour l'exploration de la surface, de l'atmosphère martienne et de l'espace circummartien par des méthodes physiques. La température de la couche superficielle a été mesurée par un radiomètre infrarouge et parallèlement par un radiotélescope, la température du sol à la profondeur de quelques dizaines de centimètres ; on a mesuré également la brillance sur des longueurs d'onde différentes, la pression atmosphérique et les hauteurs suivant l'intensité des bandes de $CO_2$, ainsi que la teneur de l'atmosphère en $H_2O$, le champ magnétique, la composition et la température de l'atmosphère supérieure, la

concentration électronique de l'ionosphère, le comportement de la matière interplanétaire au voisinage de Mars.

La station interplanétaire automatique « Mars-3 » a largué un appareil qui a réalisé une pose en douceur. Actuellement on n'a publié que les premiers résultats des recherches réalisées par

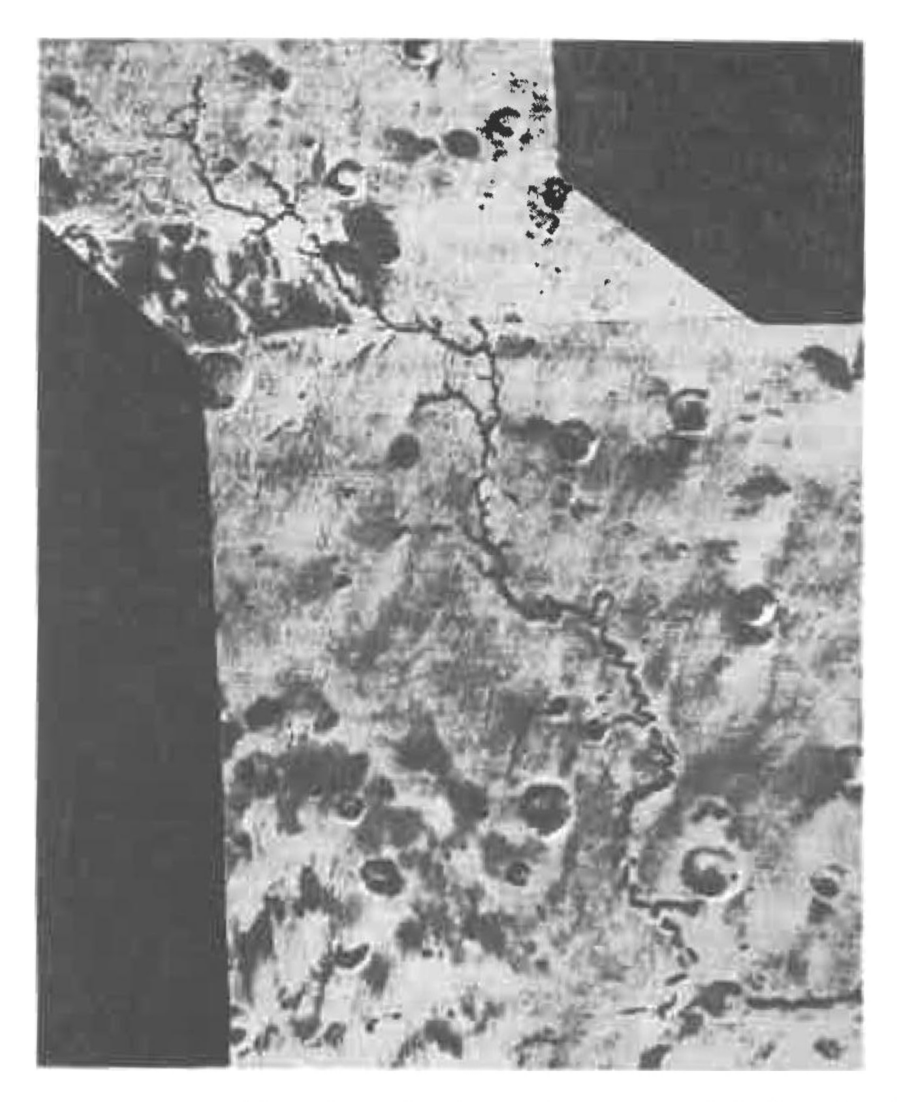


**Fig. 174. Vallée ressemblant à un lit d'une rivière desséchée dans la région de Mare Erythraem. Sa longueur est d'environ 400 km (photographie de « Mariner-9 »).**

les satellites américain et soviétiques, mais on peut déjà tirer de nouvelles conclusions très intéressantes dont voici les principales.

1. On a découvert des cratères au sommet d'énormes montagnes coniques (cf. fig. 173). Cette disposition signifie que ces cratères sont volcaniques et non météoritiques. Sur les versants des plus grands volcans, il y a peu de cratères météoritiques et par conséquent ce

sont des volcans « jeunes », de formation relativement récente. On en conclut ainsi que Mars est une planète géologiquement active (« Mariner-9 »).

2. Mars possède probablement son propre champ magnétique, bien que beaucoup plus faible que celui de la Terre ; ce fait témoigne de la présence au centre de la planète d'un noyau liquide (« Mars-2 » et « Mars-3 »).

3. A la surface de Mars il y a des formations qui ressemblent beaucoup à des lits de rivières desséchées (cf. fig. 174) (« Mariner-9 »).

4. Les satellites artificiels de Mars ont été mis sur orbite à l'époque d'une tempête de poussière (novembre-décembre 1971) et les observations qu'ils avaient réalisées ont jeté une nouvelle lumière sur la nature de ce phénomène mystérieux (sur la Terre il n'arrive rien de semblable). Il s'est avéré que les tempêtes de poussière n'avaient rien à voir avec des tempêtes. Les vents violents soufflent de la surface la poussière qui monte à de très grandes hauteurs et puis se dépose très lentement (pendant de nombreuses semaines). On a mesuré la hauteur des nuages (10 à 15 km), les dimensions des particules (de 0,1 à 10 μ mais surtout de l'ordre de 1 μ), leur composition (les silicates prédominent, de même que dans le sable terrestre). On a établi que la couche temporaire de nuage, qui enveloppe la planète au cours de la « tempête », est plus transparente au rayonnement solaire (concentré essentiellement dans la plage visible) qu'au rayonnement de la surface (qui est émis dans la plage des ondes infrarouges sur des longueurs d'onde supérieures à 5 μ); il en résulte que pendant une « tempête de poussière », la surface est plus froide que d'ordinaire. On peut dire que dans cette période l'atmosphère martienne produit un effet « antiserre » (à l'opposé de l'effet de serre vénusien) (« Mars-3 » et « Mariner-9 »).

La figure 175 donne les températures et la brillance de la surface ainsi que la teneur en $H_2O$ de l'atmosphère, mesurées par « Mars-3 » au moment du passage par le péricentre de son orbite (le péricentre est le point de l'orbite du satellite le plus proche de la planète). Sur la carte de Mars (fig. 176) est marqué le trajet le long duquel on a effectué les mesures au cours du passage concerné. Les appareils ont « vu » d'abord l'hémisphère Sud de Mars et en une demi-heure leurs axes optiques ont parcouru toute la planète du Sud au Nord. On voit que les régions plus sombres sont des régions plus chaudes (elles absorbent plus de chaleur solaire). Dans les régions du Nord (latitude $\varphi > 45°$), la température tombe très bas, jusqu'à 150 °K. C'est là que se trouve la zone de la calotte polaire. Elle se manifeste comme une augmentation brusque de la brillance dans les rayons ultraviolets (0,37 μ), mais reste invisible dans le proche infrarouge (1,38 μ; ici la planète émet un rayonnement réfléchi et non pas thermique). Cela signifie que dans le cas donné nous voyons non pas de la neige ou de la glace mais des nuages (des cristaux très fins) en sus-

pension dans l'atmosphère. Les dimensions de ces cristaux sont si petites que sur une longueur d'onde de 1 μ ils ne diffusent plus la lumière. Il se peut que ce soient des cristaux de la glace ordinaire $H_2O$ : nous voyons que la teneur en vapeur de $H_2O$ baisse brutale-

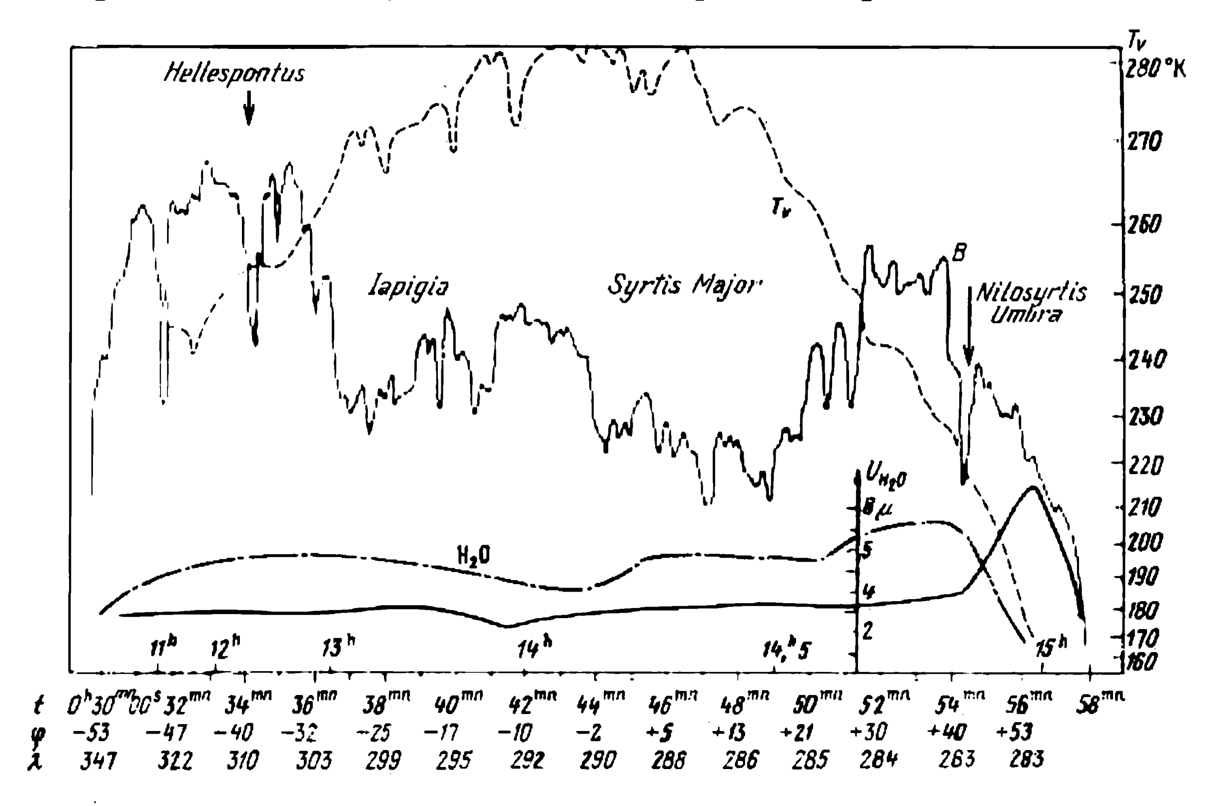



Fig. 175. Mesures de la brillance, de la température et de la teneur en vapeur d'eau sur Mars, réalisées d'une altitude d'environ 1000 km par « Mars-3 » lors de son passage par le péricentre de l'orbite de la planète le 16 février 1972. La ligne continue donne la brillance sur la longueur d'onde de 13 800 Å ; la ligne grasse, la brillance sur la longueur d'onde de 3700 Å, le pointillé traduit la température ; la ligne mixte traduit la teneur de l'atmosphère en $H_2O$. Les brillances sont données en unités relatives, la teneur en $H_2O$ en microns de $H_2O$ déposée.

ment. Elle doit se transformer en état solide. A de telles températures le gaz carbonique peut se condenser également.

Le tableau 8 donne des températures martiennes typiques. Il montre également les limites dans lesquelles ces températures varient. A l'équateur, pendant la journée, la température peut être de +30 °C et pendant la nuit, de —100 °C. Ceci est dû à la faible conductibilité thermique du sol martien. Cette conductibilité est presque aussi faible que celle du sol lunaire.

Dans le spectre de Mars on observe des bandes de $CO_2$, bien que plus faibles que dans le spectre de Vénus (cf. fig. 166). La diffusion dans l'atmosphère de Mars n'influe plus sur la formation des raies spectrales et les observations spectroscopiques permet-

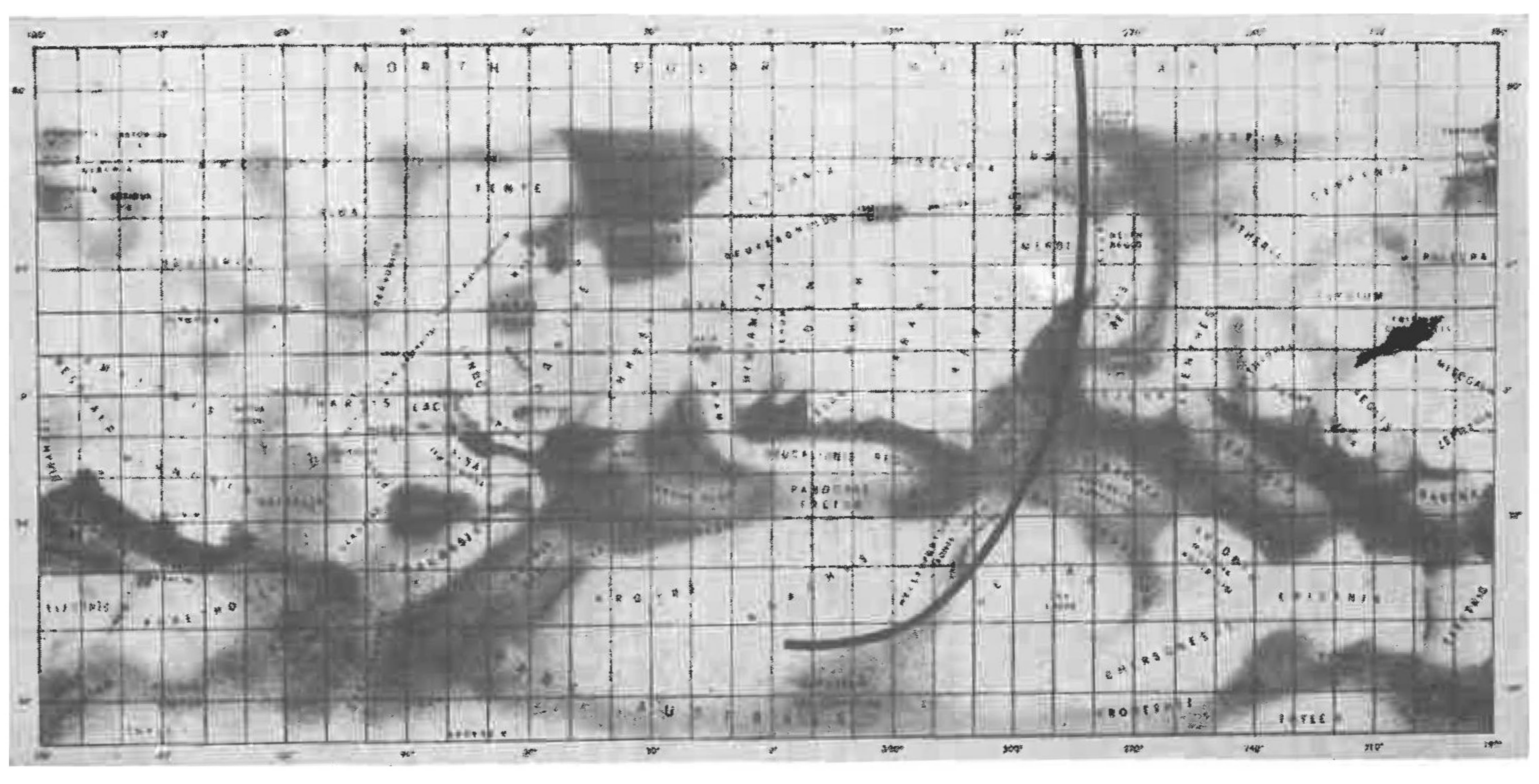



Fig. 176. Carte de Mars avec les noms des régions adoptés par l'Union Astronomique Internationale, établie d'après les observations terrestres. La ligne grasse montre la trajectoire suivant laquelle l'appareil orbital « Mars-3 » réalisait ses mesures (les résultats sont donnés par la figure 175).

*Tableau 8*

**Température de la surface de Mars au voisinage de l'équinoxe**

| | T, °K |
|---|---|
| Température moyenne de la planète | 220±10 |
| Température maximale (équateur, 1h de l'après-midi, région sombre) | 305 |
| Ibidem, région claire [1]) | 300 |
| Equateur, 4h avant midi | 233 |
| Equateur, 4h après midi | 270 |
| Equateur, avant le lever (minimum de la température nocturne) | 174 |
| Equateur, coucher | 223 |
| Latitude 45°, température maximale | 282 |
| Latitude 45°, lever (minimum de la température nocturne) | 160 |
| Latitude 45°, coucher | 200 |
| Calottes polaires (pour $p = 6{,}0$ millibars) | 147 |

1) Plus bas toutes les grandeurs sont données pour les régions claires.

tent de calculer facilement la quantité de $CO_2$ le long de la ligne de visée. La pression totale du gaz peut être déterminée également du fait que son influence sur l'intensité des raies diffère suivant que ce sont des raies fortes ou des raies faibles. Il résulte de l'observation des bandes de $CO_2$ que la concentration relative de ce gaz est de 80 % $\pm$ 20 %, et la pression totale est d'environ 6 millibars.

Dans les différentes régions de Mars, la pression peut différer notablement par suite de la différence d'altitude. Les régions les plus élevées de Mars sont 20 km plus hautes que les régions les plus basses. Il est intéressant de noter que les régions sombres et claires peuvent être avec la même probabilité des régions basses ou élevées (cf. fig. 175). Dans l'hémisphère Nord ce sont les régions basses qui prédominent.

Dans le spectre de Mars on a découvert les raies de la vapeur d'eau. Dans le cas des observations réalisées à partir de la surface terrestre on ne réussit à les séparer des raies telluriques que grâce à l'effet Doppler, parce qu'elles sont très faibles. Cette difficulté ne se présente pas lorsque les observations sont effectuées à partir des appareils cosmiques. Les exemples de telles observations ont été cités ci-dessus (cf. fig. 175). La teneur en vapeur d'eau de l'atmosphère martienne change dans le temps et diffère suivant les régions. Parfois elle est inférieure à la limite de détection (près de 1 μ de l'eau déposée pour les mesures réalisées sur « Mars-3 »), d'autres fois elle

atteint 50 μ. Telle est l'épaisseur de la couche d'eau qui couvrirait la planète si l'on condensait toute la vapeur d'eau atmosphérique. L'atmosphère terrestre contient environ 1000 fois plus d'eau. La température moyenne de Mars (200 °K) est nettement plus basse que celle de l'atmosphère terrestre et il faut s'attendre qu'au-dessous de sa surface se trouve une couche de congélation perpétuelle qui empêche le dégagement de $H_2O$ de l'intérieur de la planète.

Notons qu'à des températures et des pressions martiennes, l'eau ne peut pas exister dans la phase liquide; elle ne peut être que sous la forme de glace ou de vapeur.

La nature des calottes polaires de Mars est complexe. Seulement sur les bords et dans les périodes bien définies ce sont des nuages. Une partie importante de la calotte polaire visible est un dépôt solide à la surface, ce dépôt étant constitué de la neige carbonique additionnée de la glace d'eau ordinaire. Dans les calottes polaires (dans la calotte Sud surtout, qui ne disparaît pas tout à fait) il y a plus de $CO_2$ et de $H_2O$ que dans l'atmosphère. On a avancé une hypothèse intéressante suivante. Par suite de la précession de l'axe polaire de Mars il arrive une fois tous les 70 000 ans que les calottes polaires disparaissent complètement et alors la pression de l'atmosphère croît, la teneur en $H_2O$ augmente, l'eau liquide apparaît. Il se peut que ce soit dans cette période qu'a coulé la rivière qui avait creusé le lit représenté sur la figure 174.

Pendant les vols des stations cosmiques américaines et soviétiques près de Mars on a procédé à l'exploration de son atmosphère par des ondes radio, les mêmes que lors de l'étude de Vénus (cf. § 135). Ces expériences ont permis de déterminer la pression atmosphérique qui est de 6 millibars (ce qui ne contredit pas les observations spectroscopiques) et la concentration électronique de l'ionosphère martienne. Le maximum d'ionisation correspond à l'altitude de 120 km, où la concentration électronique sur la face diurne est de $10^5$ $cm^{-3}$, c'est-à-dire d'un ordre plus petit que dans l'ionosphère terrestre.

Après avoir exposé les données d'observation principales sur la surface et l'atmosphère de Mars, nous pouvons maintenant examiner les explications possibles des changements saisonniers dans les régions sombres associés dans le temps à la fonte de la calotte polaire. D'après l'une d'elles, au printemps, lorsque commence la sublimation des calottes polaires, le sol dégèle, la teneur en humidité augmente. Avec le temps ce processus de dégel se propage de plus en plus vers l'équateur, en provoquant l'assombrissement des mers et des oasis. Si les processus d'assombrissement sont liés à l'humidité du sol, deux possibilités se présentent :

1) les régions sombres sont couvertes d'une végétation qui, de même que sur la Terre, au printemps passe à la phase active sous l'effet de l'augmentation de la température et de l'humidité;

2) les régions sombres sont couvertes d'un matériau minéral qui avec l'augmentation de la température et de l'humidité devient sombre.

Mais le processus périodique d'assombrissement ne doit pas être nécessairement lié à l'humidité. Par exemple, il peut être dû aux modifications saisonnières de la direction des vents. Au printemps les petites particules sont emportées par le vent à partir des régions marines qui deviennent plus sombres, alors qu'en automne, ces petites particules se déplacent dans le sens inverse.

On a remarqué depuis longtemps que les régions sombres avaient un pouvoir de rétablissement. Sur Mars ont souvent lieu des tempêtes de poussière qui devraient, semble-t-il, longtemps déjà combler toutes les mers. Or, il n'en est rien. Après une tempête de poussière, le contraste des régions sombres se rétablit bien vite et complètement. Cette propriété s'explique aisément si l'on suppose que les régions sombres sont couvertes d'une végétation. Mais si l'on admet que les mers sont des régions à partir desquelles les petites particules sont chassées par le vent, on peut expliquer le rétablissement du contraste sans faire appel à l'hypothèse de la végétation.

Ainsi les phénomènes qui peuvent témoigner en faveur d'une activité de la biosphère martienne sont : 1) changements saisonniers des régions obscures ; 2) liaison entre les variations saisonnières des régions obscures et la sublimation des calottes polaires ; 3) pouvoir de régénération (rétablissement du contraste) des régions sombres. Comme nous l'avons vu, tous ces phénomènes peuvent avoir une explication tout à fait étrangère aux processus biologiques. La faible pression atmosphérique et les chutes énormes entre la température du jour et de la nuit (au moins 100°) autorisent de nombreux chercheurs à nier l'idée de l'existence d'une biosphère sur Mars. D'autre part, on sait que la capacité d'adaptation des organismes vivants est immense. Dans le sol terrestre il existe des organismes microscopiques (anaérobies) capables de supporter des pressions et des températures très basses et de vivre dans un milieu privé d'oxygène. Voilà pourquoi les recherches des organismes vivants sur Mars n'est pas une chose sans tout espoir. Les recherches de ce type se poursivront probablement à l'aide de stations interplanétaires automatiques capables d'assurer une pose en douceur à la surface martienne.

Les deux satellites de Mars, Phobos et Deimos, ont été découverts par l'astronome américain Asaph Hall en 1877. Ils tournent tout près de la planète et sont très faibles ($+11^m,5$ et $+12^m,5$) et donc malaisés pour l'observation. Phobos se trouve à 2,77 rayons de son centre ; sa période de révolution est de $7^h39^{mn}14^s$, c'est-à-dire bien plus petite que la période de rotation de Mars. Il en résulte que Phobos se lève à l'Ouest bien que le mouvement de sa révolution soit direct. Deimos tourne à une distance moyenne de 6,96 rayons de la planète avec une période de $30^h17^{mn}55^s$. La figure 177 est

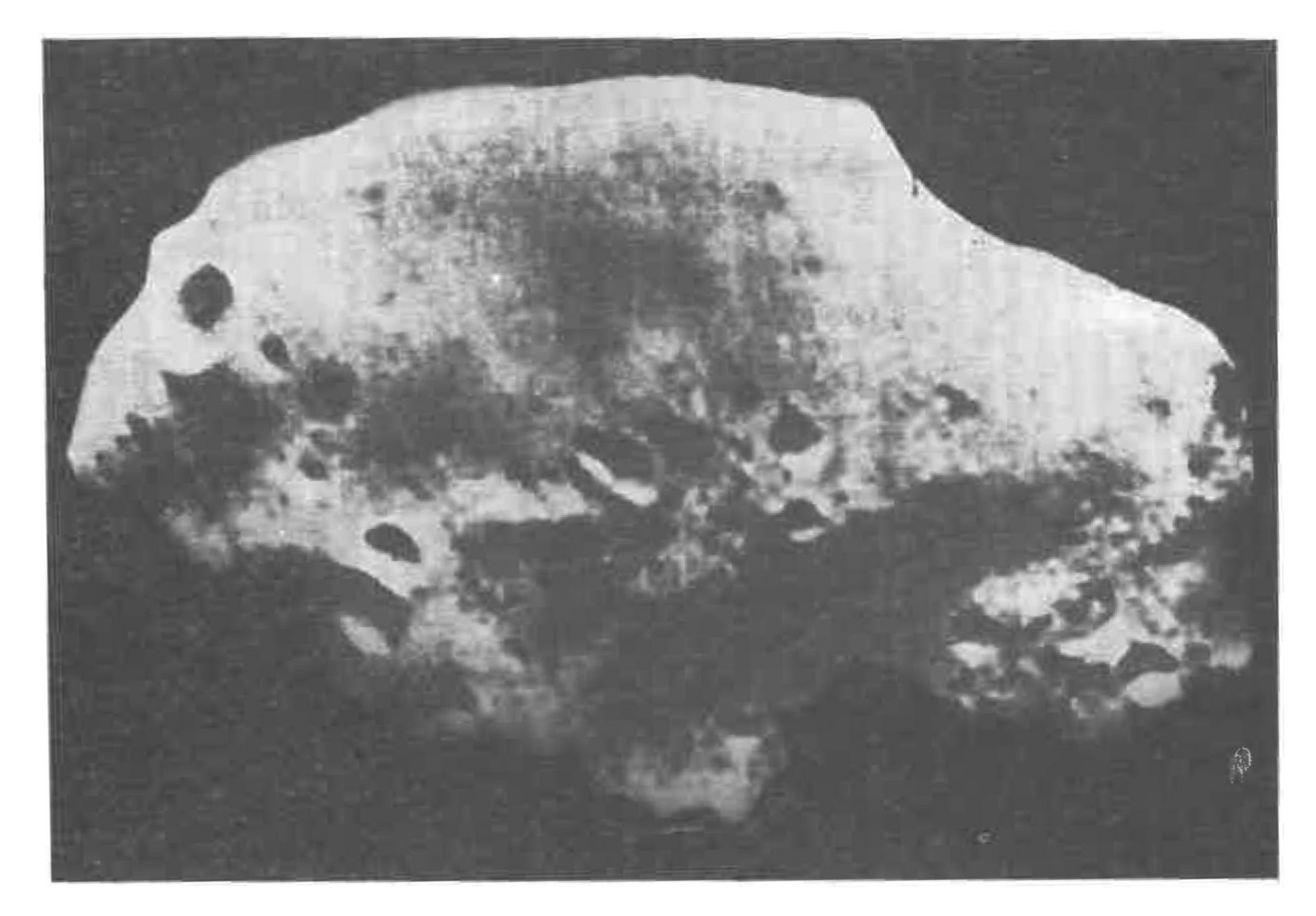


Fig. 177. Phobos, satellite de Mars, photographié d'une distance de 5000 km environ par « Mariner-9 ».

une photographie de Phobos prise par « Mariner-9 ». Sa surface est criblée bien plus fortement de cratères que la surface de Mars par suite de l'absence totale de l'érosion atmosphérique. La forme des deux satellites est irrégulière. Phobos a environ 22 à 25 km de diamètre. Le diamètre de Deimos est d'environ 13 km.

## § 137. Jupiter

Jupiter est la plus grosse planète du Système solaire. Sa masse est 318 fois plus grande que celle de la Terre ét constitue 1/1050e de la masse solaire. Le rayon équatorial de Jupiter est de 71 400 km (11,2 fois plus grand que celui de la Terre). La précision avec laquelle est déterminé le rayon n'est pas grande, l'erreur pouvant atteindre plusieurs centaines de kilomètres. Le rayon polaire est plus petit. Il est égal à 66 900 km, c'est-à-dire l'aplatissement de la planète $\varepsilon = 1/16$. L'accélération gravitationnelle est d'environ 2500 cm/s$^2$. La densité moyenne, 1,3 g/cm$^3$.

Le diamètre angulaire de Jupiter est d'environ 40″. On voit sur son disque de nombreux détails (fig. 178 et 179) dont aucun n'est constant. Un certain nombre de détails est observé tout au cours d'un siècle mais leurs positions et leurs formes changent. Cela signifie que la surface visible de Jupiter est une couverture de nuages, alors que l'enveloppe solide, si elle existe, est inaccessible à l'observation. Parmi les détails les mieux visibles, il y a les bandes rougeâtres parallèles à l'équateur. Les intervalles claires entre ces bandes s'appellent zones. Les zones et les bandes se divisent en taches isolées de dimensions et de formes différentes. En 1878 on a découvert à la latitude —20° une formation qui par la suite a reçu le nom de Tache Rouge qui couvre en longitude 30°. Plus tard son intensité diminuait, puis augmentait de nouveau quelque peu, mais elle était toujours plus faible qu'au moment de sa découverte. On peut la voir encore maintenant mais la révision de vieux dessins a montré qu'on l'avait observée au XVIIe siècle sans y porter une grande attention.

La durée de rotation, déterminée d'après le mouvement des détails situés à des latitudes différentes, est différente, de même qu'il en est pour le Soleil. La période de rotation augmente avec l'augmentation de la latitude. A la latitude de la Tache Rouge elle est de $5^{mn}10^{s},6$ plus grande qu'à l'équateur. Les causes de cette différence sont inconnues. Les diverses formations se trouvent probablement à une hauteur différente et il arrive des cas où l'on observe le passage d'un objet au-dessus d'un autre.

Comme la vitesse de rotation varie suivant les latitudes, on utilise deux systèmes de longitudes pour indiquer la position de tel ou tel détail : le système des longitudes I, à période de rotation de $9^{h}50^{mn}30^{s}$ pour les régions équatoriales ; le système des longitudes

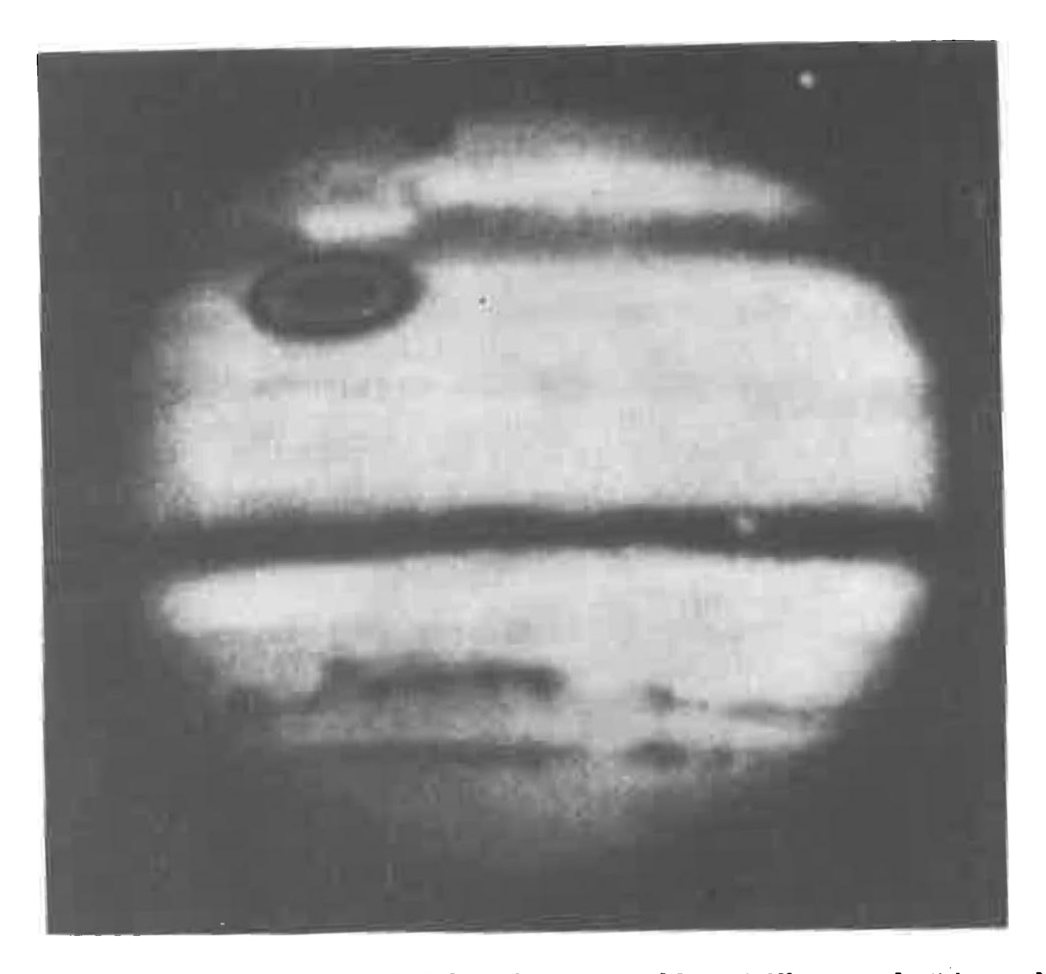


Fig. 178. Jupiter photographié dans les rayons bleus (réflecteur de 5 m de diamètre du Mont Palomar). A gauche, la Tache Rouge; en haut, l'ombre de III-e satellite.

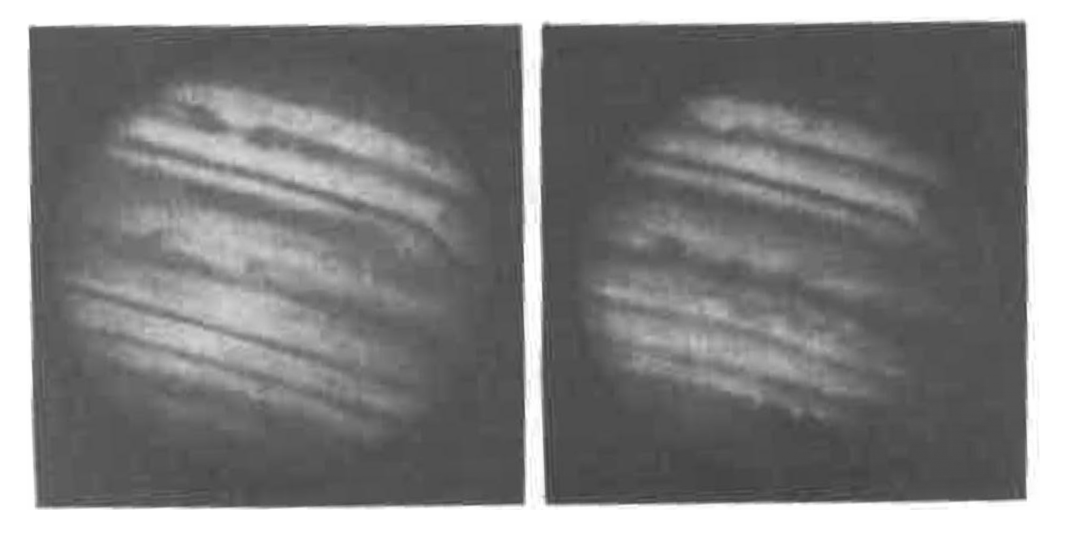


Fig. 179. Jupiter photographié dans les rayons jaunes.

II, à période de $9^h55^{mn}40^s$, pour les latitudes moyennes. Le système des longitudes II correspond à la vitesse moyenne de la rotation de la Tache Rouge, mais la vraie vitesse de la Tache Rouge n'est pas constante, elle subit dans le système II des variations séculaires d'allure irrégulière.

Les observations spectroscopiques ont permis d'établir dans l'atmosphère de Jupiter la présence de l'hydrogène moléculaire $H_2$, du méthane $CH_4$ et de l'ammoniac $NH_3$. L'hydrogène moléculaire et probablement l'hélium sont ses composantes principales. L'hélium n'est pas détecté par les méthodes spectroscopiques mais sa présence résulte des observations indirectes. La quantité d'hélium est probablement comparable à celle d'hydrogène. La pression totale sous la couche des nuages est de 1 à 2 atm.

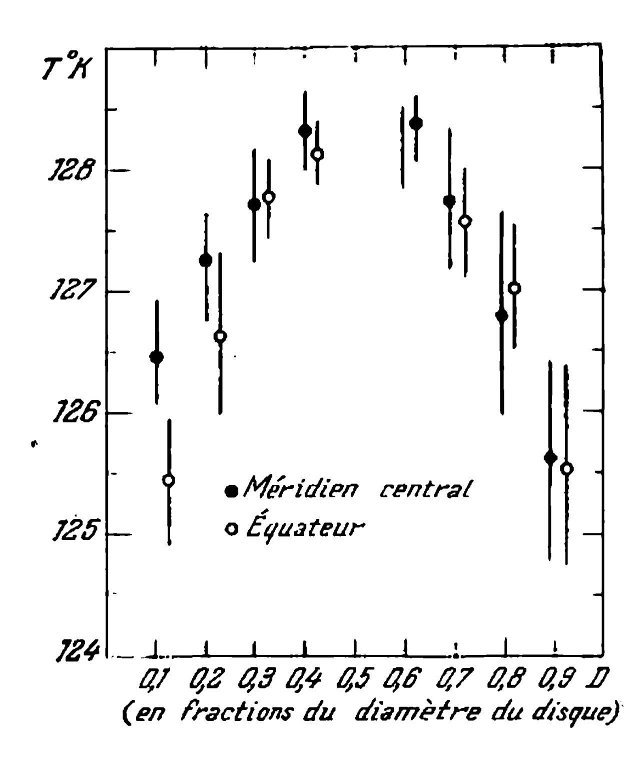



**Fig. 180. Coupes thermiques de Jupiter suivant le méridien central et l'équateur.**

La température de brillance infrarouge de Jupiter, mesurée dans l'intervalle de 8 à 14 μ, est de 128 °K au centre du disque. La figure 180 montre la coupe thermique de Jupiter suivant le diamètre. On voit que la température $T$ mesurée au bord du disque est plus basse que celle du centre. Ce fait peut s'expliquer de la façon suivante. Au bord du disque le rayon visuel va obliquement et le niveau rayonnant effectif (c'est-à-dire le niveau où l'épaisseur optique $\tau =$ $= 1$) se situe dans l'atmosphère à une hauteur plus grande qu'au centre du disque. Si la température de l'atmosphère tombe à mesure que la hauteur augmente, la brillance et la température au bord doivent être légèrement plus faibles. La couche d'ammoniac de quelques centimètres d'épaisseur est, sous une pression normale, pratiquement opaque pour le rayonnement infrarouge de 8 à 14μ. Il en résulte que la température de brillance infrarouge de Jupiter concerne des couches assez élevées de son atmosphère. La distribution de l'intensité dans les bandes de $CH_4$ montre que la température des nuages est sensiblement plus grande (160 à 170 °K). A une température inférieure à 170 °K l'ammoniac doit se condenser (si sa quan-

tité correspond aux observations spectroscopiques); cela donne à penser que l'enveloppe de Jupiter est au moins en partie composée d'ammoniac. Le méthane se condense à des températures plus basses et ne peut pas prendre part à la formation des nuages.

L'histoire de la découverte du rayonnement radio de Jupiter ne manque pas d'intérêt. En 1955 les astronomes américains mettaient en service une grande antenne pour ondes décimétriques ($\nu = 22$ MHz ou $\lambda = 14,5$ m). C'était un des premiers radiotélescopes décimétriques qui avait une bonne directivité. Les radioastronomes procédaient à l'exploration du ciel au voisinage du Taureau A (Nébuleuse du Crabe), l'une des plus puissantes sources cosmiques de rayonnement radio-électrique. Soudain ils ont découvert une nouvelle source dont l'intensité variait fortement. Son ascension droite changeait en fonction du temps. Cela signifiait qu'on observait une planète; après avoir identifié les coordonnées, on a établi que c'était Jupiter. Son rayonnement radio-électrique était d'une allure sporadique, c'est-à-dire qu'il se composait de sursauts d'intensité différente. Dans les fréquences inférieures à 30 MHz, Jupiter est au moment des sursauts la source de rayonnement radio-électrique la plus puissante dans le ciel, à l'exception du Soleil en période d'activité. Après que cette découverte a été rendue publique, les observateurs australiens qui avaient travaillé sur ces fréquences depuis 1950 ont révisé leurs observations antérieures pour découvrir qu'ils avaient enregistré à plus d'une reprise les sursauts des émissions radio-électriques de Jupiter mais ils les avaient pris pour des perturbations industrielles.

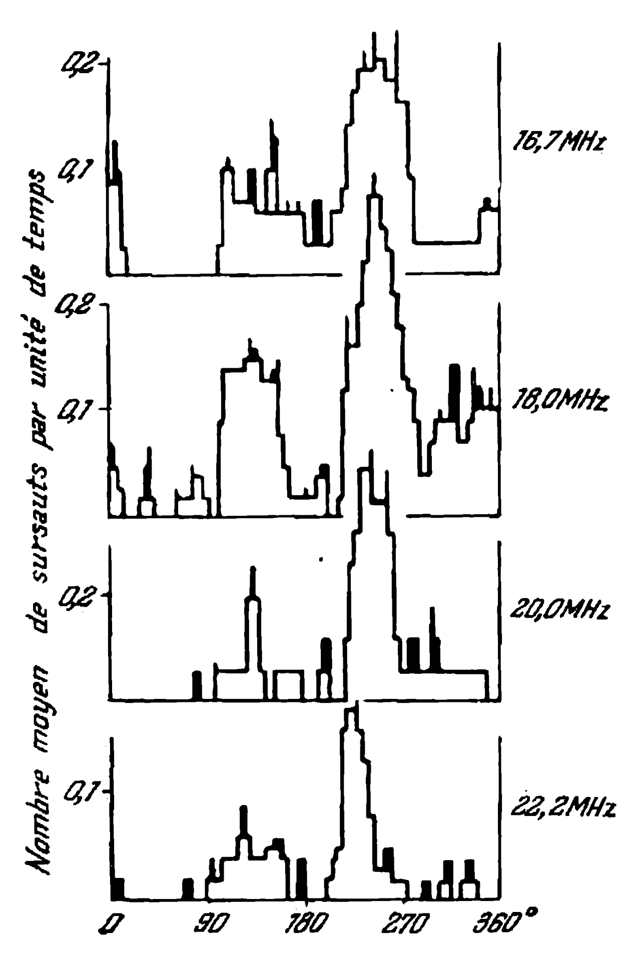



Fig. 181. Répartition des cas d'observation du rayonnement radio-électrique sporadique de Jupiter suivant la longitude dans le système III.

Les sursauts de rayonnement de brève durée sont soumis à une périodicité déterminée. La durée de révolution, calculée sur la base

des observations du rayonnement radio-électrique sporadique, est de $9^h55^{mn}29^s,4$. Elle est proche de la période du système II, mais en diffère nettement.

Compte tenu de ce fait, on a proposé pour l'analyse des observations radio-électriques le système des longitudes III qui correspond à la périodicité du rayonnement radio-électrique sporadique. La figure 181 représente la distribution du nombre de cas d'observation de ce rayonnement suivant la longitude du système III dans les différentes fréquences. On peut dégager au moins deux sources puissantes des ondes décimétriques, dont l'une se trouve à la longitude 100° à 150°, et l'autre, à la longitude 190 à 250°. Les deux sources sont probablement dirigées, la largeur du cône de rayonnement étant de quelques dizaines de degrés. Le rayonnement radio-électrique sporadique de Jupiter n'est pas observé dans les fréquences supérieures à 35 MHz ($\lambda =$ $= 9$ m), alors que dans la fréquence de 27 MHz, son intensité est déjà grande.

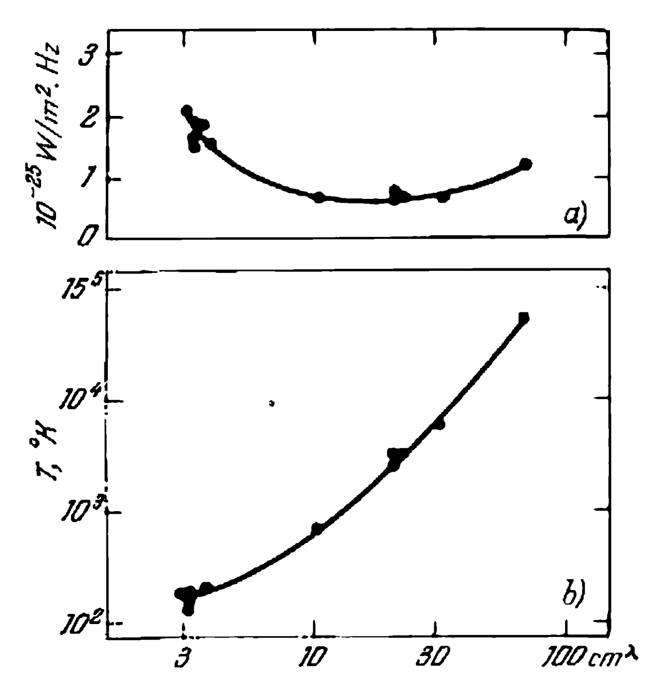


Fig. 182. Spectre du rayonnement radio-électrique de Jupiter dans la gamme centimétrique.
a) température de brillance; b) flux du rayonnement radio-électrique

Pour le moment, la nature du rayonnement radio-électrique sporadique de Juriter n'est pas élucidée. On a émis l'hypothèse qu'il est dû aux décharges d'orage puissantes, mais le spectre des décharges des orages terrestres ne possède pas de rupture aussi brusque du côté des fréquences élevées. En ce qui concerne le mécanisme de génération de ce rayonnement, on supposait qu'il était dû aux oscillations du plasma dans l'ionosphère de Jupiter (de façon analogue au rayonnement sporadique du Soleil), mais il n'était pas clair de quelle façon elles étaient excitées et pourquoi les sources étaient localisées à des longitudes définies.

Dans le domaine des longueurs d'onde de 8 mm à 68 cm, on observait un rayonnement radio-électrique calme dont l'intensité ne variait presque pas en fonction du temps. Dans la plage de 3 à 68 cm, le spectre du rayonnement radio-électrique de Jupiter est donné sur la figure 182. Dans la longueur d'onde de 3 cm, la température de brillance est de 160 °K. Elle est très voisine de la tempé-

rature de la couche de nuages mais elle croît rapidement avec la longueur d'onde en atteignant 50 000 °K pour 68 cm. Pour calculer la température de brillance, on suppose que la source de rayonnement radio-électrique coïncide en dimensions angulaires avec le disque de Jupiter. Pour la longueur d'onde de 3 cm cette supposition est juste, puisque l'apport principal est dû ici au rayonnement thermique ordinaire. Les ondes décimétriques ont été utilisées pour mesurer directement à l'interféromètre les dimensions angulaires de Jupiter; il s'est avéré que la source de rayonnement était plus grande que le disque visible. Elle est étendue dans le sens équatorial de façon symétrique par rapport au disque environ à la grandeur du diamètre de la planète dans les deux sens. On a émis l'hypothèse que Jupiter de même que la Terre est pourvu de ceintures de radiation, mais la densité et l'énergie des électrons ainsi que l'intensité du champ magnétique au sein des ceintures de Jupiter sont plus grandes. Dans le champ magnétique les électrons énergiques émettent des ondes électro-magnétiques. Ce rayonnement s'appelle rayonnement de freinage magnétique et dans le cas particulier des énergies relativistes, rayonnement synchrotron. Le rayonnement synchrotron doit être polarisé; en effet, des observations spéciales ont décelé la polarisation du rayonnement décimétrique de Jupiter.

La faible densité moyenne de Jupiter montre que la teneur relative en éléments légers (hydrogène et hélium) est nettement plus grande que sur les planètes telluriques. On a calculé les modèles de Jupiter et d'autres planètes de son groupe dans l'hypothèse qu'elles se composent d'hydrogène avec addition d'hélium. Ces modèles donnent une certaine dépendance théorique entre le rayon et la masse. Les paramètres des planètes géantes s'accordent bien avec une telle dépendance théorique et l'hypothèse de leur composition hydrogène-hélium correspond probablement à la réalité. Comme le montrent les calculs réalisés dans le cadre du modèle hydrogène-hélium, la profondeur de l'atmosphère gazeuse composée d'hydrogène et d'hélium doit se trouver dans les limites de 1 à 20 % du rayon de la planète. Probablement, le corps des planètes géantes se compose d'hydrogène et d'hélium solides; la température s'accroît progressivement avec la profondeur en atteignant au centre quelques milliers de degrés. La pression élevée fait qu'à ces températures H et He restent à l'état solide. La partie inférieure de l'atmosphère est plus dense (0,1 à 0,2 g/cm$^3$), et par ses propriétés mécaniques ressemble plutôt à un océan qu'à une enveloppe gazeuse.

12 satellites gravitent autour de Jupiter. Quatre d'entre eux ont été découverts par Galilée; ce sont Io (I), Europe (II), Ganimède (III) et Callisto (IV). Nous les donnons dans l'ordre des distances croissantes. Par leurs dimensions ils s'assimilent à la Lune, mais la grande distance qui nous en sépare fait que leurs disques se présentent à nous à la limite du discernement (de l'ordre de 1″). Dans de

très bonnes conditions atmosphériques, des observateurs expérimentés ont pu voir des taches sur les disques des satellites galiléens. On a réussi à dresser les cartes des principaux détails de leur surface. Il a été établi que la rotation des satellites galiléens sur leur axe est synchronisée avec leur révolution autour de Jupiter, ils montrent donc au Jupiter toujours la même face, de même que la Lune à la Terre.

Les satellites galiléens sont des objets de 5 à $6^m$ et on peut les observer au télescope ou dans une jumelle. Les autres satellites sont bien plus faibles. Le $V^e$ satellite (Amalthée), découvert par Barnard en 1892, est plus proche de la planète, gravitant à 2,56 rayons de sa surface. Les satellites VI à XII ont été découverts au $XX^e$ siècle par observation photographique. Tous ils sont très faibles ($13^m$ à $18^m$), de petites dimensions et leurs distances au Jupiter sont très grandes (160 à 332 rayons de la planète). Le mouvement des satellites VIII, IX, XI et XII est rétrograde, alors que les autres tournent dans le sens direct.

## § 138. Saturne

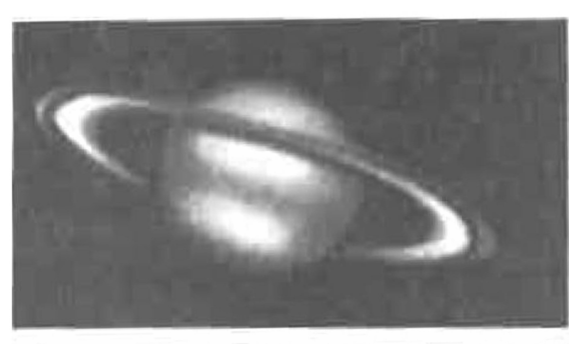
Saturne (fig. 183) est à peu près deux fois plus éloigné du Soleil que Jupiter. Il accomplit sa révolution autour du Soleil en 29,5 ans. Son rayon équatorial est de 60 400 km, sa masse est 95 fois plus grande que celle de la Terre et la pesanteur à l'équateur est de 1100 cm/s$^2$. Le disque de Saturne est aplati, cet aplatissement étant de 1/10, valeur plus grande que celle de Jupiter. La période de rotation de l'équateur est de $10^h14^{mn}$ ; de même que pour Jupiter, elle augmente avec la latitude. Sur le disque de Saturne on distingue également des bandes, des zones et d'autres formations plus petites, mais le contraste des détails est bien plus faible que dans le cas de Jupiter, et dans l'ensemble, les détails sur le disque de Saturne sont bien moins nombreux.

Les études spectroscopiques ont permis de déceler dans l'atmosphère de Saturne $H_2$ et $CH_4$. A la différence de Jupiter, on n'a pas découvert de l'ammoniac. D'après les observations infrarouges, la température de Saturne est de 95 °K.

Des tentatives ont été entreprises pour découvrir un rayonnement radio décimétrique, mais elles n'ont pas abouti à des résultats tangibles. Dans la plage de 3 à 21 cm, on observe un rayonnement calme de la planète. La température de brillance dans cette plage croît de façon monotone avec la longueur d'onde. Ceci est vraisemblement dû, de même que pour Jupiter, au rayonnement des ceintures de radiation de la planete, mais d'autres explications sont également possibles.

Les anneaux de Saturne présentent l'un des plus beaux objets qu'on peut observer au télescope. C'est Galilée qui les a découverts en

1610, mais il n'est pas parvenu à établir leur forme réelle. En 1655 cela a été réalisé par Huygens ; il a établi que cette formation constitue un anneau plat qui entoure la planète sans la toucher. Aujourd'hui on sait que l'anneau est formé de trois anneaux concentriques qui, de même que l'équateur de la planète, sont inclinés sur le plan de l'orbite sous un angle de 26°45′. L'anneau extérieur A est séparé de l'anneau B par une raie sombre bien nette appelée « division de Cassini ». L'anneau moyen est le plus brillant. Il est séparé de l'anneau intérieur C également par une raie sombre. L'anneau intérieur C est très sombre et de plus transparent. On l'appelle souvent l' «anneau de crêpe ». Le bord intérieur de cet anneau est flou et disparaît progressivement dans le sens de la planète. Les anneaux comportent de nombreux autres détails plus fins, mais il est impossible de trouver un détail qui soit orienté suivant le rayon ou ait la forme d'une tache.





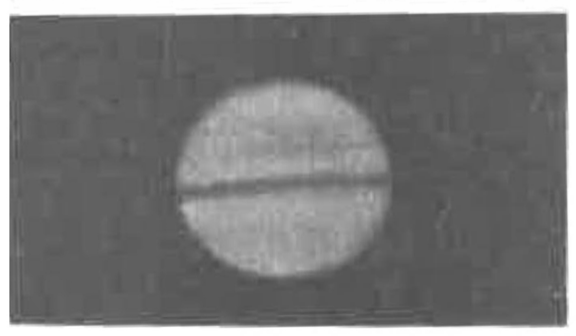


Fig. 183. Photographies de Saturne.

Lors du passage de la Terre par le plan des anneaux on a réussi à établir que leur épaisseur est très faible (de 2 à 20 km).

Dès le XIX[e] siècle on a démontré théoriquement que les anneaux ne pouvaient pas être des corps solides. Au début du XX[e] siècle, d'après l'effet Doppler il a été établi que la vitesse de rotation de différentes parties des anneaux diminue avec l'augmentation de la distance à la planète conformément à la troisième loi de Képler. Les anneaux se composent donc d'un grand nombre de particules qui tournent indépendamment de la planète sur des orbites képlériennes.

Des dix satellites connus de Saturne, le sixième (Titan) a un diamètre angulaire de 0″,8 (diamètre linéaire : 4850 km) ; sur ce satellite, de même que sur les satellites galiléens de Jupiter, on parvient à distinguer quelques détails. L'analyse spectrale y révèle

la présence de $CH_4$. Titan est le seul satellite dans le Système solaire possédant une atmosphère. Tous les satellites de Saturne, sauf Phèbes (IX[e]), tournent autour de la planète dans le sens direct.

## § 139. Uranus, Neptune, Pluton

Toutes les planètes que nous venons de passer en revue sont visibles à l'œil nu et appartiennent aux objets les plus brillants. Uranus, lui, n'est visible qu'au télescope (sa magnitude est de $5^m,8$) et apparaît comme un petit disque verdâtre d'un diamètre de 4″. Le demi-grand axe de son orbite est de 19,2 u.a., et sa période de révolution autour du Soleil est de 84 ans. La masse d'Uranus est 14,6 fois plus grande que celle de la Terre, son rayon est de 24 800 km. L'aplatissement d'Uranus est de 1/14. Les détails du disque d'Uranus ne se distinguent pas bien, mais on observe des variations périodiques de son éclat. D'après ces variations et d'après l'effet Doppler, on a déterminé la période de rotation sur son axe qui est de $10^h49^{mn}$. On a calculé la direction de l'axe de sa rotation et il s'est avéré que l'équateur d'Uranus fait avec le plan de son orbite un angle de 82°, et que sa rotation est rétrograde. Uranus possède cinq satellites. Les plans de leurs orbites sont presque perpendiculaires au plan de l'orbite de la planète et ils se déplacent dans le sens de rotation de cette dernière.

Le diamètre angulaire de Neptune est de 2″,4, son rayon linéaire de 25 050 km. Sa masse est 17,2 fois plus volumineuse que la Terre. Le demi-grand axe de l'orbite de la planète est égal à 30,1 u.a. et la durée de sa révolution autour du Soleil est presque de 165 ans. La période de rotation a été déterminée par la méthode spectroscopique, elle vaut $15^h,8 \pm 1^h$. La direction de la rotation est directe. L'un des deux satellites de Néptune, Triton, est un des plus grands du Système solaire (son rayon est de 2000 km). Son mouvement autour de la planète est rétrograde.

Les observations spectroscopiques ont établi dans le spectre d'Uranus et de Néptune la présence d'hydrogène et de méthane $CH_4$. Les données d'observation sur les conditions physiques qui règnent sur ces planètes sont très restreintes. Comme d'après leurs dimensions, la masse et la composition chimique, ces planètes, de même que Saturne, s'apparentent à Jupiter, on a toutes les raisons de supposer que leur structure est en général analogue.

Parmi les planètes du Système solaire que nous connaissons Pluton est la plus éloignée. Cette planète a été découverte en 1930. On a réussi à déterminer seulement la limite supérieure de son diamètre: 2900 km. Au télescope, Pluton a l'aspect d'une étoile de $15^m$. Il subit des variations périodiques d'éclat, liées apparemment à sa rotation (période: 6,4 jours). On ne possède pas de données sûres sur la masse de Pluton, mais sa densité moyenne est vraisemblable-

ment supérieure à celle de la Terre. Cette planète s'identifie plutôt aux objets telluriques qu'aux planètes géantes.

Pluton tourne autour du Soleil à une distance moyenne de 39,4 u.a. suivant une orbite très excentrique ($e = 0{,}249$). Son excentricité est telle que parfois Pluton vient plus près du Soleil que Néptune. L'inclinaison de l'orbite est également importante ($i = 17°$), et Pluton sort de la ceinture des constellations zodiacales. A l'époque actuelle il se trouve dans la constellation de la Vierge au voisinage de la Chevelure de Bérenice. On ne lui a pas décelé des satellites.

## § 140. Petites planètes

Le 1er janvier 1801 l'astronome italien Piazzi a découvert par hasard pendant les observations astrométriques un objet de forme stellaire dont l'ascension droite et la déclinaison changeaient d'une nuit à l'autre. Gauss a calculé son orbite pour établir qu'il se déplace autour du Soleil sur une ellipse dont le demi-grand axe est de 2,77 u.a., l'inclinaison $i = 10°$ et l'excentricité $e = 0{,}08$. Il a été évident qu'on a découvert une nouvelle planète très petite. Elle a reçu le nom de Cérès. Quelque temps après on a découvert encore trois de ces planètes, Pallade, Vesta et Junon. Pendant le XIXe siècle le nombre de planètes naines ne cessait de croître. On les a baptisées *d'astéroïdes* ou *petites planètes*. Dès la fin du XIXe siècle leur recherche s'est poursuivie à l'aide de la photographie. Lorsque les durées de pose sont grandes l'image obtenue d'un astéroïde a l'aspect d'un trait par suite de la variation de $\alpha$ et $\delta$ et elle diffère donc nettement des étoiles.

On connaît actuellement les orbites de 1800 astéroïdes. Le plus brillant d'entre eux, Vesta, est en opposition un objet de $6^m{,}5$; quelques objets sont de 7 à $9^m$, tous les autres étant plus faibles.

La statistique montre que les petites planètes vérifient une loi de brillance définie : les astéroïdes de magnitude $m$ sont 2,5 fois plus nombreux que ceux de magnitude $m - 1$. Les astéroïdes à orbite bien définie sont affectés de numéros d'ordre (dans l'ordre de la découverte) et de noms. Au début on n'utilisait que les noms féminins empruntés à la mythologie, puis les noms féminins ordinaires; par la suite on utilisait les noms des savants, des villes ou des pays. Certains astéroïdes ont reçu des noms masculins tirés des sources mythologiques.

La mesure directe du diamètre n'a pu être réalisée que pour quatre premiers astéroïdes. Le plus grand parmi eux est Cérès (780 km), le plus petit, Junon (200 km). Les détails de leurs disques sont indiscernables, mais on observe des variations périodiques d'éclat et de polarisation de la lumière, dues probablement à la rotation. Le diamètre de la majorité des astéroïdes varie de quelques kilomètres à quelques dizaines de kilomètres.

La plupart de petites planètes se déplacent à des distances moyennes du Soleil qui s'échelonnent de 2,2 à 3,6 unités astronomiques, c'est-à-dire entre les orbites de Mars et de Jupiter. Cette zone s'appelle anneau des astéroïdes. Les excentricités des orbites de la plupart des astéroïdes (97 %) sont inférieures à 0,3, et leur inclinaison, à 16° (90 %). Mais il y a des planètes dont les orbites dépassent notablement les limites de l'anneau. Il existe des inclinaisons allant à 43° (Hidalgo) et des excentricités allant à 0,83 (Icare).

Parmi les petites planètes il y a des familles d'astéroïdes dont les orbites sont très proches entre elles. Deux de ces familles s'appellent Grecs et Troyens : Achille, Patrocle, Hector, etc., (15 en tout); 10 d'entre elles (« Grecs ») se déplacent autour du Soleil au voisinage de l'orbite de Jupiter en le précédant de 60° en longitude, alors que cinq autres (« Troyens ») suivent cette planète, de façon que le Soleil, Jupiter et ces groupes d'astéroïdes forment deux triangles équilatéraux. Pour ce cas particulier du problème des trois corps Lagrange a trouvé une solution rigoureuse (cf. § 56), en montrant que le mouvement des corps situés à proximité des points de Lagrange est stable par rapport aux actions perturbatrices des grandes planètes.

Le nombre d'astéroïdes dans l'espace interplanétaire est probablement très grand et nous n'observons que les plus grands d'entre eux. En se heurtant ces corps se fragmentent et se désagrègent, de sorte que progressivement l'espace interplanétaire doit être rempli d'un essaim de débris solides de dimensions les plus variées, depuis les grains de fraction de micron jusqu'aux astéroïdes. En rencontrant la Terre, ils tombent à sa surface sous la forme de météorites (cf. § 143). Il a lieu donc le processus inverse à la fragmentation : la capture de petits corps par les grands.

Une hypothèse a été émise suivant laquelle aux stades précoces de l'évolution du Système solaire, la quantité des corps météoritiques dans l'espace interplanétaire était plus grande et les chutes des météorites jouaient un rôle notable dans la formation de la surface des planètes et des satellites, notamment de la Lune (cf. chapitre XIV).

La série des nombres qui traduisent les distances des différentes planètes au Soleil vérifie la loi énoncée dès le XVIII<sup>e</sup> siècle et qui porte le nom de *Titius-Bode* :

$$a = 0{,}1 \cdot (3 \cdot 2^n + 4) \text{ u.a.,} \qquad (10.15)$$

où $n = -\infty$ pour Mercure, 0 pour Vénus, 1 pour la Terre, etc. ; $a$ est la distance moyenne au Soleil en unités astronomiques. Le tableau 9 permet de comparer les distances calculées d'après la formule (10.15) avec les distances réelles.

Le tableau 9 montre que jusqu'à Uranus y compris, la formule (10.15) traduit assez bien les distances moyennes des planètes. L'anneau des astéroïdes se trouve justement dans l'intervalle entre Mars

*Tableau 9*

**Loi des distances planétaires**

| Planète | $n$ | Distance calculée en unités astronomiques | Distance réelle en unités astronomiques |
|---|---|---|---|
| Mercure | $-\infty$ | 0,4 | 0,39 |
| Vénus | 0 | 0,7 | 0,72 |
| Terre | 1 | 1,0 | 1,00 |
| Mars | 2 | 1,6 | 1,52 |
| Astéroïdes | 3 | 2,8 | 2,2 à 3,6 (moyenne 2,9) |
| Jupiter | 4 | 5,2 | 5,20 |
| Saturne | 5 | 10,0 | 9,54 |
| Uranus | 6 | 19,6 | 19,19 |
| Néptune | 7 | 38,8 | 30,07 |
| Pluton | 8 | 77,2 | 39,5 |

et Jupiter où devrait se trouver encore une planète. Il semble que dans cette région du Système solaire qui sépare les planètes telluriques des planètes joviennes les conditions physiques rendissent impossible la formation d'une planète intermédiaire ou la planète formée s'est trouvée instable. Il se peut également qu'à une étape quelconque de l'évolution du Système solaire une ou plusieurs grandes planètes aient existé dans l'anneau des astéroïdes détruites par la suite au cours des collisions avec d'autres corps, ou sous l'action d'une autre force, de celle de marée de Jupiter, par exemple. Le sens physique du mécanisme de destruction due à la marée consiste dans l'attraction qui agit de façon différente sur les différentes parties du système des particules liées entre elles par la gravitation en tendant à les séparer et les faisant chacune se mouvoir suivant une orbite indépendante. Si cette action séparatrice est plus forte que l'attraction entre les particules, le système des particules (et il se peut qu'un tel système soit un corps solide de grandes dimensions, une planète par exemple) se désagrégera.

## § 141. Comètes

De grandes comètes avec des queues qui s'étendaient loin dans le ciel s'observaient depuis les temps les plus anciens. Autrefois on supposait que c'étaient des phénomènes atmosphériques. Cette erreur a été démentie par Tycho Brahé qui avait découvert, grâce à des observations effectuées à partir des points différents, que la comète de 1577 occupait la même position parmi les étoiles et par suite se trouvait plus loin que la Lune.

Le mouvement des comètes a été expliqué par Halley (1705) qui avait trouvé que leurs orbites s'apparentaient à une pababole. Il a déterminé les orbites de 24 comètes brillantes et il s'est trouvé que les orbites des comètes de 1531, 1607 et 1682 se ressemblaient. Halley en a tiré la conclusion que c'était la même comète qui se déplaçait autour du Soleil sur une ellipse très allongée à période d'environ 76 ans. Il a prédit son réapparition en 1758, et en effet on l'a revue en décembre de cette année mais Halley n'a pas vécu jusqu'à la confirmation merveilleuse de ses prévisions. Cette comète, l'une des plus brillantes, a été nommée comète de Halley (fig. 184).



Fig. 184. Photographie de la comète de Halley prise le 12 mai 1910.

Au début les comètes étaient recherchées à l'œil nu, puis on a fait appel à la photographie mais de nos jours encore il arrive qu'on découvre les comètes à l'œil nu.

Les comètes nouvellement découvertes reçoivent d'abord une désignation provisoire comportant le nom du découvreur et le millésime de l'année de la découverte suivi d'une lettre indiquant l'ordre chronologique de l'enregistrement de la découverte. Plus tard les comètes reçoivent une désignation définitive. La lettre est remplacée par un chiffre romain qui donne, par rapport aux autres comètes de la même année, l'ordre chronologique du passage de la comète au périhélie.

Une petite partie seulement des comètes observées chaque année se rapporte au nombre de comètes *périodiques*, c'est-à-dire connues d'après leurs apparitions antérieures. La plus grande partie des comètes circulent sur des ellipses très allongées, presque des paraboles. On ne connaît pas exactement leurs durées de révolution mais on a toutes les raisons de supposer qu'elles atteignent de nombreux millions d'années. Ces comètes s'éloignent du Soleil à des distances commensurables avec les distances stellaires. Les plans de leurs orbites presque paraboliques ne se concentrent pas vers le plan de

l'écliptique mais sont distribués dans l'espace de façon arbitraire. Le mouvement direct est aussi fréquent que le mouvement rétrograde.

Les orbites elliptiques des comètes périodiques sont moins longues, leurs caractéristiques sont tout à fait différentes. Des 40 comètes observées plus d'une fois, les orbites de 35 comètes sont inclinées à moins de 45° sur le plan de l'écliptique. Seule l'orbite de la comète de Halley est inclinée à plus de 90° et par conséquent le mouvement de la comète est rétrograde. Le mouvement de toutes les autres comètes est direct. Parmi les comètes *à courte période* (c'est-à-dire dont les périodes s'échelonnent de 3 à 10 ans) se distingue la « famille de Jupiter », un grand groupe de comètes dont les aphélies sont éloignées du Soleil à la même distance que l'orbite de Jupiter. On suppose que cette famille s'est formée par capture des comètes qui se déplaçaient auparavant sur des orbites plus allongées. Eu égard à la position relative de la comète et de Jupiter, l'excentricité de l'orbite de la comète peut augmenter ou diminuer. Dans le premier cas la période augmente et l'orbite peut devenir hyperbolique, la comète s'échappant ainsi du Système solaire ; dans le deuxième, la période diminue.

Les orbites des comètes périodiques subissent des changements très sensibles. Parfois une comète passe près de la Terre plusieurs fois pour être rejetée ensuite par l'attraction des planètes géantes sur une orbite plus éloignée et devenir ainsi inobservable. Dans d'autres cas, au contraire, une comète jamais observée devient visible parce qu'elle a passé à proximité de Jupiter ou de Saturne et de ce fait a brusquement modifié son orbite. Outre ces variations brusques, connues seulement pour un nombre restreint d'objets, les orbites de toutes les comètes subissent des variations progressives.

Les modifications des orbites ne sont pas l'unique cause possible de la disparition des comètes. Il a été incontestablement établi que les comètes se désagrègent rapidement. La brillance des comètes de courte période s'affaiblit avec le temps et dans certains cas le processus de destruction a été observé presque directement. L'exemple classique en est fourni par la comète de Biela. Elle a été découverte en 1772 et observée en 1815, 1826 et 1832. Quand on l'a revue en 1845 ses dimensions s'étaient trouvées augmentées et en janvier 1846 les observateurs ont été frappés en découvrant deux comètes au lieu d'une. On a calculé leurs mouvements relatifs et établi que la comète de Biela s'était divisée en deux depuis un an, mais au début ses composantes se projetaient l'une sur l'autre et la division n'avait pas été tout de suite révélée. La comète de Biela a été observée encore une fois, l'une de ses composantes était alors bien plus faible que l'autre ; depuis on ne l'a plus revue. Par contre, on a observé maintes fois une pluie d'étoiles filantes dont l'orbite coïncidait avec celle de la comète de Biela.

Lorsqu'une comète s'approche du Soleil, elle subit tout une série de changements. Son éclat s'accroît, la *queue* augmente, parfois on observe des changements rapides de structure. La queue d'une comète a généralement la forme d'un cône dont le sommet est formé par une tache étalée (*tête*). La tête se compose d'une nébulosité (*chevelure*) et d'un *noyau* stelloïforme qui est le point le plus brillant de la comète. L'éclat de la chevelure augmente à mesure qu'on s'approche du noyau. Les têtes des comètes peuvent être très grandes, atteignant quelques dizaines et même des centaines de milliers de kilomètres.

La queue d'une comète est toujours tournée du côté opposé au Soleil. Lorsque la distance au Soleil est grande, la queue est absente ou est très petite. On ne voit bien que la chevelure. L'évolution rapide de la queue commence lorsque la comète arrive à peu près à la distance d'une unité astronomique du Soleil. La queue grandit alors à une cadence énorme en s'allongeant de $10^6$ km par jour pour devenir longue de $10^8$ km.

Les forces qui repoussent la queue dans la direction opposée au Soleil sont la pression de lumière et les flux corpusculaires. Les flux corpusculaires sont porteurs d'un champ magnétique ; comme les ions ne peuvent pas se déplacer à travers les lignes de force, ils transmettent par l'intermédiaire de ce champ la pression au gaz ionisé dans les queues cométaires. La vitesse de mouvement de la matière dans les queues peut être mesurée lorsque ces queues comportent des condensations sous la forme de petits nœuds ou de petites nébulosités. Dans certains cas ces vitesses sont très grandes et les forces de répulsion sont $10^3$ fois supérieures à l'action de la gravitation solaire. Pourtant, le plus souvent cette différence ne dépasse pas quelques fois. D'après F. Brédikhine on distingue trois types de queues cométaires (fig. 185) : les queues du I$^{er}$ type où les forces de répulsion sont 10 à 100 fois plus grandes que les forces d'attraction et les queues sont tournées du côté presque exactement opposé au Soleil ; les queues du II$^{me}$ type incurvées où les forces de répulsion dépassent légèrement celles d'attraction, et les queues du III$^{me}$ type, fortement incurvées, où les forces de répulsion sont légèrement inférieures aux forces d'attraction.

Les masses des comètes ne sont pas connues avec précision. Elles sont trop faibles pour agir, même en passant tout près, sur le mouvement des planètes et on ne peut indiquer que leur limite supérieure. Pour la plupart des comètes, elle constitue environ $10^{-4}$ de la masse terrestre, mais elle peut être de quelques ordres plus petite. Il est clair que la densité moyenne de la matière des comètes est également très basse. La chevelure est composée d'une atmosphère gazeuse très raréfiée à concentration des molécules de $10^5$ à $10^{10}$ cm$^{-3}$. Le noyau, pratiquement invisible, entouré de cette atmosphère est d'après les idées modernes un corps solide d'un diamètre de 1 à 30 km. Le noyau se compose essentiellement de substances vola-



Fig. 185. Types des queues des comètes d'après Brédikhine.

tiles à l'état solide (« glaces »), telles que $CH_4$, $NH_3$, $H_2O$, $CO_2$. La masse de glace contient des molécules des substances non volatiles et leurs particules plus ou moins grosses. L'approche du Soleil provoque la sublimation des glaces, il en résulte le dégagement d'une matière gazeuse qui forme la queue de la comète. Sous l'action du rayonnement ultraviolet les molécules dégagées sont dissociées et ionisées, déterminant ainsi l'observation dans les queues cométaires des raies d'émission des ions ($CO^+$, $CO_2^+$, $CH^+$, $N_2^+$).

Dans la zone de la chevelure la concentration du gaz est plus forte, le rayonnement ultraviolet du Soleil qui produit l'ionisation subit ici une absorption perceptible et on observe une lumière des molécules neutres. Parmi les molécules décelées dans les spectres des comètes il y a beaucoup de radicaux (CH, OH, $CH_2$, $NH_2$) qui, dans les conditions de laboratoire, ne s'observent généralement pas par suite de leur activité chimique élevée. Dans les comètes leur présence est due à la dissociation des molécules plus complexes; la faible densité fait qu'ils peuvent se conserver longtemps. Lorsque les comètes s'approchent tout près du Soleil, dans le spectre de leur noyau apparaissent des raies des métaux. C'est la preuve de la présence dans les noyaux cométaires, en plus des substances volatiles, des matières réfractaires.

La rencontre d'une comète avec la Terre n'aurait aucune conséquence catastrophique. La traversée par la Terre de la queue d'une comète ne ferait qu'augmenter légèrement l'éclat du ciel alors qu'une collision avec la tête donnerait lieu à une forte pluie d'étoiles filantes. En 1908 en Sibérie on a observé un énorme bolide qui avait explosé près de la rivière Podkamennaïa Toungouska. Il est dommage que l'expédition n'y ait été envoyée que vingt ans plus tard, mais même alors les conséquences de la catastrophe étaient bien visibles : dans un rayon de 30 km tous les arbres ont été abattus par l'onde de choc. Le corps météorique n'a pas été trouvé, ce qui a autorisé d'émettre une hypothèse suivant laquelle le bolide s'est disloqué complètement avant d'atteindre la Terre. Ce corps aurait pu être une petite comète.

Le problème de l'origine des comètes est encore peu étudié. D'après l'hypothèse du savant hollandais Oort, le Système solaire est entouré d'un nuage gigantesque de noyaux cométaires qui s'étend à la distance d'un parsec. Sous l'action des perturbations stellaires, les orbites de certains noyaux changent en déterminant ainsi l'apparition des comètes observées dans le voisinage du Soleil.

## § 142. Météores

Les *météores* (fig. 186) s'observent sous la forme d'étoiles filantes qui foncent à travers le ciel en laissant une traînée lumineuse qui dure parfois quelques secondes. Longtemps les astronomes ne s'in-

téressaient pas aux météores en les considérant comme un phénomène atmosphérique analogue à la foudre. A la fin du XVIII$^{e}$ siècle on a déterminé pour la première fois les hauteurs et les vitesses des météores en observant les mêmes météores à partir des endroits différents. Il s'est avéré que les météores sont des corps cosmiques qui arrivent dans l'atmosphère terrestre avec des vitesses allant de quel-

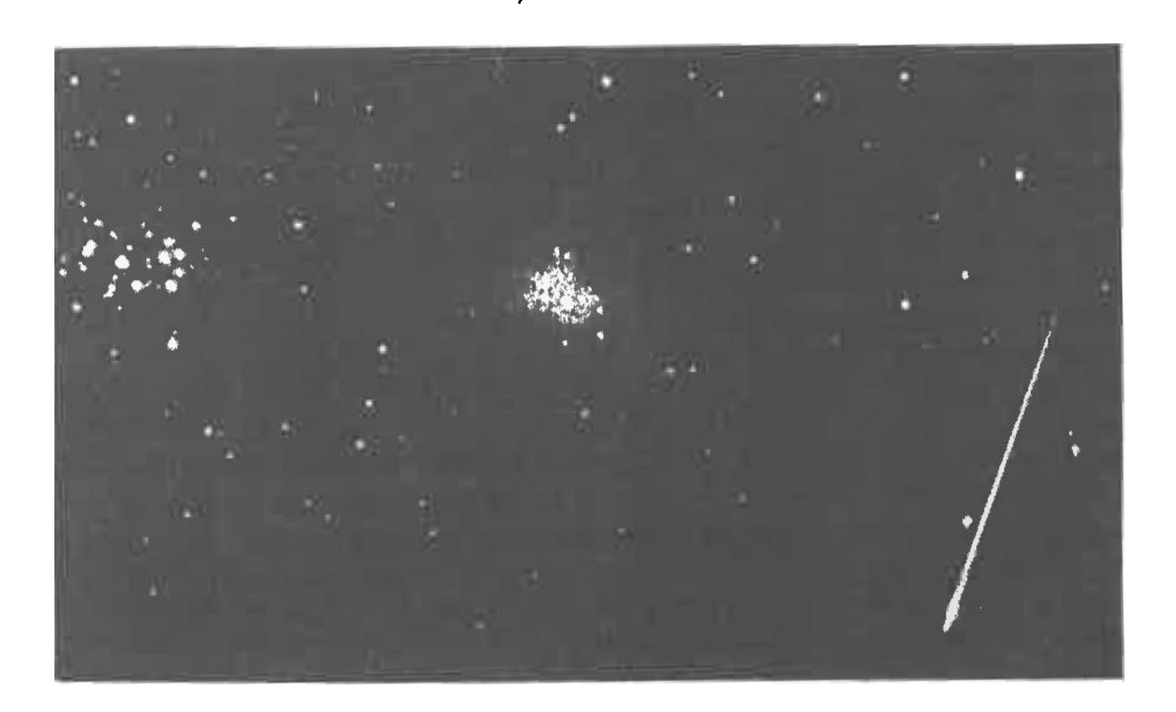


Fig. 186. Photographie d'un météore. A gauche, l'amas stellaire des Pléiades.

ques km/s jusqu'à quelques dizaines de km/s et s'y consument à l'altitude d'environ 80 km. Une étude suivie de ce phénomène n'a commencé que depuis le XX$^{e}$ siècle.

La fréquence des météores et leur distribution dans le ciel ne sont pas toujours régulières. On observe systématiquement des *essaims météoriques* qui au cours d'un certain intervalle de temps (quelques nuits) apparaissent à peu près dans la même région du ciel. Si on prolonge leurs traces en arrière, ces traces se rencontreront près d'un point qu'on appelle *radiant*. De nombreuses averses ou essaims météoriques sont périodiques, elles reviennent d'année en année et on les appelle du nom des constellations dans lesquelles reposent leurs radiants. Ainsi l'averse qui apparaît chaque année à peu près entre le 20 juillet et le 20 août s'appelle l'« essaim des Perséides », en raison de la position de son radiant. Les constellations de la Lyre et du Lion ont donné respectivement les noms de Lyrides (mi-avril) et de Léonides (mi-novembre).

L'activité des essaims météoriques diffère suivant les années. Il y des années où le nombre de météores appartenant à un essaim est très petit, dans d'autres années (qui reviennent généralement à des périodes déterminées) il est si grand que le phénomène lui-même a reçu le nom d'averse d'étoiles filantes. Les dernières averses ont été observées en août 1961 (Perséides) et en novembre 1966 (Léonides). L'activité variable des essaims météoriques s'explique par la distribution irrégulière des particules météoriques le long de l'orbite elliptique qui coupe l'orbite terrestre.

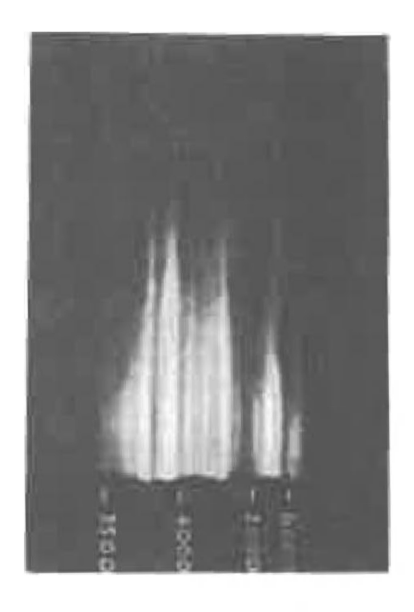
Les météores qui n'appartiennent pas à des essaims sont dits sporadiques. La distribution statistique des orbites des météores sporadiques n'est pas étudiée avec précision ; toutefois on estime qu'elle ressemble à la distribution des orbites des comètes périodiques. Pour ce qui est des essaims météoriques, les orbites de nombreux d'entre eux sont voisines des orbites des comètes connues. On connaît des cas où la comète disparaissait tandis que son essaim météorique restait (comète de Biela). On est ainsi conduit à penser que les particules qui donnent naissance aux étoiles filantes proviennent des comètes.

En 24 heures l'atmosphère terrestre est parcourue environ par $10^8$ météores plus brillants que $5^m$. Les météores de magnitude $m$ sont environ 2,5 fois plus nombreux que ceux des magnitudes $(m - 1)$. L'apparition des météores brillants est bien plus rare que celle des météores faibles. Les bolides, les plus brillants des météores, sont également visibles pendant la journée. Le phénomène des bolides s'accompagne quelquefois de chutes des météorites (cf. § 143). L'apparition d'un bolide brillant peut produire une onde de choc plus ou moins forte, des phénomènes acoustiques et une queue de fumée. Il semble que l'origine et la structure de grands corps qui donnent lieu aux phénomènes des bolides se distinguent sensiblement de celles des particules qui produisent des météores. Nous reviendrons sur cette question en étudiant les météorites.

Nous avons déjà dit que près de la Terre la vitesse des météores est de quelques dizaines de km/s. Il est très difficile d'évaluer exactement les valeurs typiques de la vitesse héliocentrique vraie. C'est que l'éclat d'un météore dépend dans une grande mesure de la vitesse. Les météores rapides s'observent donc plus souvent que les météores lents bien que leur nombre soit plus petit. Probablement la plupart des météores se déplacent sur leurs orbites dans le sens direct à des vitesses héliocentriques peu différentes de celles de la Terre.

Actuellement, pour observer les météores on recourt largement à la surveillance photographique et à l'écho radar. Pour assurer cette surveillance à partir de deux points quelconques situés à quelques dizaines de kilomètres l'un de l'autre on installe des chambres à grand champ en nombre suffisant de façon que les images du ciel qu'elles fournissent empiètent l'une sur l'autre. Les chambres s'ou-

vrent et se ferment périodiquement au moyen des obturateurs spéciaux, des obturateurs tournants par exemple; il en résulte que la trace d'un météore se présente sous la forme d'une série de traits dont la longueur permet d'établir la vitesse avec une bonne précision. Les radars qui opèrent avec une longueur d'ondes de 3 à 10 m permettent d'obtenir une impulsion réfléchie par la colonne d'air



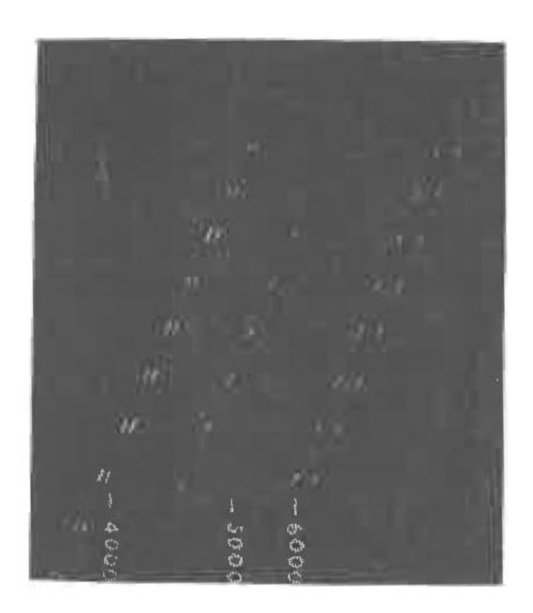



**Fig. 187. Spectres de deux corps météoriques:**
A gauche, météorite de fer à nombreuses raies brillantes; à droite, météorite pierreuse à raies intenses H et K du calcium ionisé. Les interruptions des raies inclinées du spectre, sur le cliché de droite, sont dues à l'obturateur.

ionisée laissé par un météore après son passage. En plus de l'ionisation, dans cette colonne se produit l'excitation des molécules dont la lumière produit une traînée lumineuse.

Les spectres des météores (fig. 187) sont composés de raies d'émission. Lorsqu'une particule météorique est freinée par l'atmosphère, elle s'échauffe et se volatilise en formant autour d'elle un nuage de gaz incandescents. Ce sont essentiellement les raies des métaux qui brillent: on observe souvent par exemple les raies H et K du calcium ionisé et les raies de fer. La composition chimique des particules météoriques est vraisemblablement analogue à la composition des météorites pierreuses et des fers météoriques, mais la structure mécanique des corps météoriques est tout autre. Le témoignage en est fourni par les vitesses de freinage des météores; le freinage se produit comme si la vitesse était très faible, de l'ordre de 0,1 g/cm$^3$. Cela signifie que la particule météorique est un corps poreux composé de particules plus petites. Probablement les pores étaient comblées autrefois par des substances volatiles qui se sont évaporées. Une particule météorique qui produit un météore de la 5$^{\text{me}}$ magnitude

a une masse de 3 mg et un diamètre d'environ 0,3 mm. Ces données sont calculées pour un météore rapide à vitesse héliocentrique de 50 à 60 km/s. La majorité des météores produits par les particules de cette masse sont pourtant bien plus petits.

Les météores brillants et les bolides en ionisant l'air produisent des *traces* faiblement lumineuses visibles pendant un intervalle de quelques secondes à quelques minutes. Les courants atmosphériques déplacent ces traces (dérive des traces) et modifient leur forme. C'est pourquoi l'observation de la dérive des traces est d'un grand intérêt pour l'étude des courants de l'air dans les différentes couches de l'atmosphère terrestre.

## § 143. Météorites

Les *météorites* ou « pierres tombées du ciel » sont connues depuis bien longtemps. Probablement les premiers outils en fer qui ont joué un rôle considérable dans l'évolution des cultures préhistoriques sont apparus grâce à l'utilisation des fers météoriques. Les grosses météorites ont servi parfois d'objets de culte chez certains peuples de l'Antiquité. La science officielle n'a reconnu leur origine céleste qu'au début du XIX$^e$ siècle.

Excepté les échantillons des roches lunaires amenés sur la Terre, les météorites sont pour le moment les seuls corps cosmiques qu'on puisse étudier dans les laboratoires terrestres. On comprend donc la grande importance scientifique qu'on attache à leur recherche et leur étude. Il y a une Commission pour les problèmes de Météores et de Météorites près l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S. qui organise cette activité.

D'après la composition chimique et la structure les méteorites sont classées en trois grands groupes : *aérolithes* ou météorites pierreuses, *sidérolithes* ou lithosidérites riches en concrétions ferrugineuses, et *sidérites* ou fers météoriques. La question de la quantité relative des météorites des types différents n'est pas très claire du fait que les fers météoriques se trouvent plus souvent que les météorites pierreuses qui, de plus, subissent plus facilement l'action destructrive de l'atmosphère pendant leur chute. La majorité des chercheurs estiment que dans l'espace cosmique prédominent les météorites pierreuses (80 à 90 % du nombre total) bien que parmi les objets recueillis il y ait plus de fers météoriques.

Comme les bolides (fig. 188) sont un phénomène très rare, les orbites des corps météoriques s'établissent d'après les récits des témoins oculaires fortuits. Par suite, il n'existe donc pas de données sûres sur les orbites des météorites tombées. D'après les radiants des bolides qui ont été à l'origine des chutes des météorites on peut conclure que la plupart d'entre eux se déplaçaient dans le sens direct et que leur inclinaison est faible. Mais ici un grand rôle incombe à la sélec-

tion des faits observés car la probabilité de la dislocation d'une météorite par suite d'une rencontre avec notre Terre (mouvement rétrograde) est bien plus grande que dans le cas d'un corps qui la rattrape.

Lorsqu'une météorite pénètre dans les couches denses de l'atmosphère, sa surface se réchauffe tellement que sa matière consti-

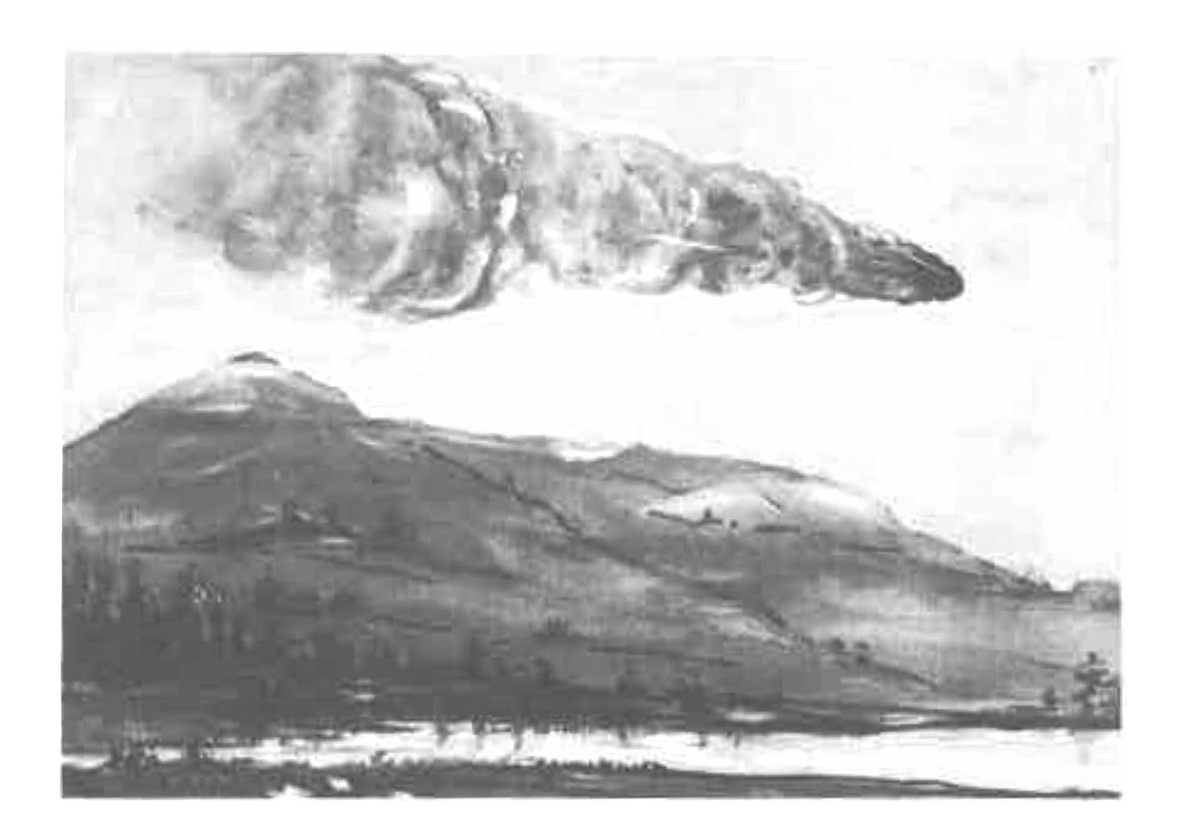


Fig. 188. Bolide d'après le dessin d'un témoin oculaire.

tutive commence à fondre et à se volatiliser. Les filets d'air soufflent de la surface des fers météoriques les grosses gouttes de matière fondue, les traces de ce soufflage demeurant sous la forme d'encoches caractéristiques (fig. 189). Les météorites pierreuses se fragmentent souvent et alors une multitude de fragments de dimensions les plus différentes se précipitent sur le sol. Les fers météoriques sont plus résistants, mais eux aussi se disloquent parfois en blocs isolés. L'une des plus grosses météorites, celle de Sikhoté-Aline tombée le 12 février 1947, a été trouvée sous la forme d'un grand nombre de fragments isolés (fig. 189) . Le poids total des blocs recueillis a atteint 23 t, et ce n'étaient pas certes tous les débris. La plus grande des météorites connues, celle de Hoba (Sud-Ouest africain), est un bloc de 60 t (fig. 190).

Les grandes météorites, en frappant le sol terrestre, s'enfoncent à une profondeur importante. Mais la vitesse cosmique est généralement amortie dans l'atmosphère à une certaine hauteur et après le freinage la météorite tombe en chute libre. On peut se demander ce qu'il adviendrait si la Terre était frappée par un bolide encore plus important, celui de $10^6$ à $10^8$ t par exemple? Une telle météorite géante traverserait l'atmosphère pratiquement sans obstacles et sa chute produirait une explosion très forte et creuserait un grand entonnoir.




Fig. 189. Fragment de la météorite de Sikhoté-Aline.

Si les phénomènes catastrophiques de ce genre avaient eu lieu autrefois, la surface terrestre aurait dû porter des traces sous la forme de cratères météoriques. Les cratères de cette sorte existent réellement. Le plus grand est celui d'Arizona (fig. 191) qui mesure 1200 mètres de diamètre et 200 mètres de profondeur. Son âge est égal environ à 5000 ans. On a découvert récemment toute une série de cratères météoriques plus anciens encore.

La composition chimique des météorites est bien étudiée. Les fers météoriques contiennent en moyenne 91 % de fer, 8,5 % de nickel et 0,6 % de cobalt; les météorites pierreuses: 36 % d'oxygène, 26 % de fer, 18 % de silicium et 14 % de magnésium. D'après la teneur en oxygène et en silicium les météorites pierreuses sont apparentées à l'écorce terrestre, mais le taux des métaux y est plus grand. La teneur en éléments radio-actifs dans les météorites est plus faible que dans l'écorce terrestre, de plus dans les fers météori-



Fig. 190. Météorite de fer, la plus grande au monde, trouvée à Hoba (Sud-Ouest africain) en 1920.



Fig. 191. Cratère produit par une météorite en Arizona (U.S.A.)

ques elle est encore plus faible que dans les météorites pierreuses. Les composés chimiques contenus dans les météorites et leur structure cristalline montrent que la matière météorique s'est formée dans les conditions de hautes pressions et de températures élevées. Cela signifie que les météorites faisaient autrefois partie des corps de grandes dimensions. La teneur en éléments radio-actifs et en produits de leur désagrégation permet de déterminer l'âge des météorites. Il varie suivant des échantillons et s'échelonne généralement de quelques centaines de millions à quelques milliards d'années.

## § 144. Lumière zodiacale et lumière antisolaire

Au printemps et en automne, lorsque dans les latitudes australes de la Terre l'écliptique après le coucher du Soleil ou avant son lever monte très haut au-dessus de l'horizon, on peut observer par une

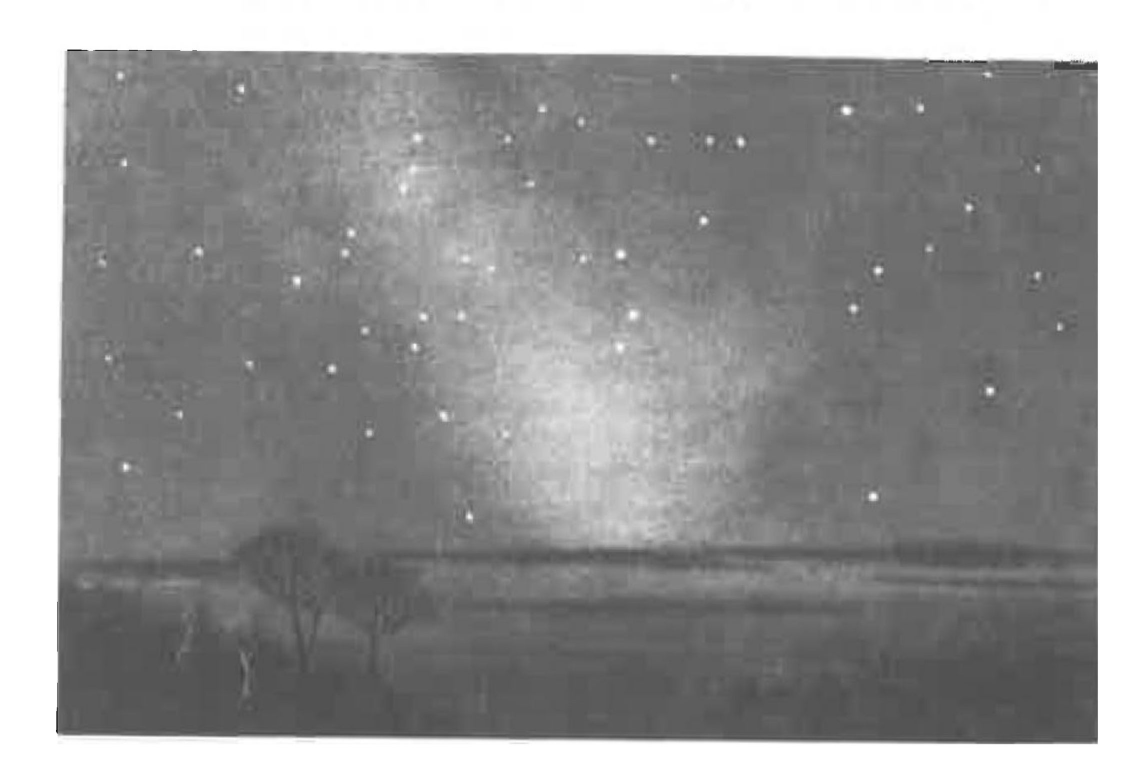


Fig. 192. Lumière zodiacale.

nuit sans lune la *lumière zodiacale*. Cette lumière constitue un triangle clair étendu dans le sens de l'écliptique et qui s'élargit du côté du Soleil (fig. 192). Son éclat tombe progressivement avec l'éloignement du Soleil (élongation). Lorsque l'élongation atteint 90 à 100°, la lumière zodiacale devient presque invisible et ce n'est que dans un ciel très sombre qu'on parvient parfois à déceler la bande zodiacale

qui se manifeste par une faible augmentation de l'éclat du ciel le long de l'écliptique. Lorsque l'élongation atteint 180°, dans la région du ciel opposée au Soleil (région « antisolaire ») l'éclat de la bande zodiacale augmente légèrement et on peut remarquer là une petite tache nébuleuse d'environ dix degrés de diamètre. Cette tache s'appelle *lumière antisolaire.*

Les phénomènes de lumière zodiacale et de lumière antisolaire sont dus à la diffusion du rayonnement solaire par la poussière interplanétaire dont la grande partie des particules mesurent quelques microns. Ces particules de poussière résultent vraisemblablement de la dislocation des astéroïdes et des comètes et de la fragmentation progressive de leurs débris. La poussière interplanétaire forme un nuage qui s'aplatit vers l'écliptique.

Certains chercheurs ont estimé tout récemment encore que l'espace interplanétaire, outre la poussière, contenait encore le gaz ionisé à concentration des ions d'environ $10^3$ $cm^{-3}$. S'il en était ainsi, le phénomène de lumière zodiacale pourrait s'expliquer en partie par la diffusion électron-électron (de même que dans la couronne solaire). La diffusion électron-électron doit s'accompagner d'une forte polarisation; or, en effet, la lumière zodiacale est polarisée. Toutefois, les expériences réalisées à l'aide de pièges ioniques montés sur les fusées cosmiques soviétiques ont montré que la concentration du gaz ionisé dans l'espace interplanétaire ne peut dépasser 100 $cm^{-3}$, au moins en l'absence d'importants flux corpusculaires. Probablement, dans les conditions ordinaires, la diffusion électron-électron ne contribue pas à l'intensification de la lumière zodiacale et la polarisation observée est due à la diffusion sur des grains de poussière interplanétaires. On a remarqué pourtant que l'éclat de la lumière zodiacale se renforce parfois après de fortes éruptions solaires. Ce renforcement a pour son origine la diffusion du rayonnement solaire sur les électrons des flux corpusculaires.

## CHAPITRE XI

# ÉTOILES

### 1. Etoiles normales

Les étoiles sont les objets les plus nombreux de l'Univers. Plus de 98 % de la masse cosmique est concentrée dans ces boules de gaz, le restant étant dispersé dans l'espace interstellaire. L'évolution des étoiles est associée à la genèse de nombreux éléments chimiques. C'est pourquoi l'intérêt aux étoiles est dû non seulement à ce que ce sont des objets cosmiques, élément important de la structure de l'Univers, mais aussi au fait que l'évolution de ces corps représente un maillon important dans celle de la matière.

Les propriétés principales d'une étoile sont déterminées en premier lieu par la masse, l'éclat et le rayon. Du point de vue des observations, que nous examinerons au début de ce chapitre, le problème primordial consiste à déterminer ces grandeurs et à élucider les propriétés individuelles des étoiles isolées ainsi que de leurs groupes différents.

Les méthodes de l'astrophysique théorique permettent de trouver à partir des caractéristiques principales des étoiles les conditions physiques qui règnent dans leurs atmosphères et à l'intérieur, ainsi que d'établir la marche de leur évolution.

Les étoiles présentent une grande variété. Toutefois, on peut dégager des groupes dont les propriétés sont les mêmes. Une telle classification est nécessaire pour assurer l'étude de la multitude d'étoiles existantes. Parmi ces groupes, ceux dont les membres possèdent, par exemple, des satellites ou subissent des pulsations, ou encore, explosent, etc., présentent un intérêt particulier. Il est courant que ces particularités permettent de conclure non seulement sur la nature des étoiles considérées, mais encore sur des lois plus générales de l'Univers. Les étoiles dont les propriétés n'ont rien de particulier sont dites normales. Il est logique d'aborder l'étude des étoiles précisément par cette catégorie.

### § 145. Spectres des étoiles normales et classification spectrale

L'étude des étoiles normales permet de dégager les principes physiques bien fondés pour établir une classification stellaire générale. Dès l'initiation au ciel stellaire, l'attention est attirée par

la différence entre la couleur des étoiles. Cette différence devient beaucoup plus forte quand on procède à l'étude des spectres. Généralement, sur le fond continu du spectre des étoiles se superposent des raies spectrales, le plus souvent des raies d'absorption. Dans le spectre de certaines étoiles on observe des raies d'émission brillantes.

Les différences principales entre les spectres stellaires portent sur le nombre et l'intensité des raies spectrales ainsi que sur la distribution de l'énergie dans le spectre continu.

L'élaboration de la classification spectrale a débuté bien avant l'explication du mécanisme de la formation des spectres stellaires.

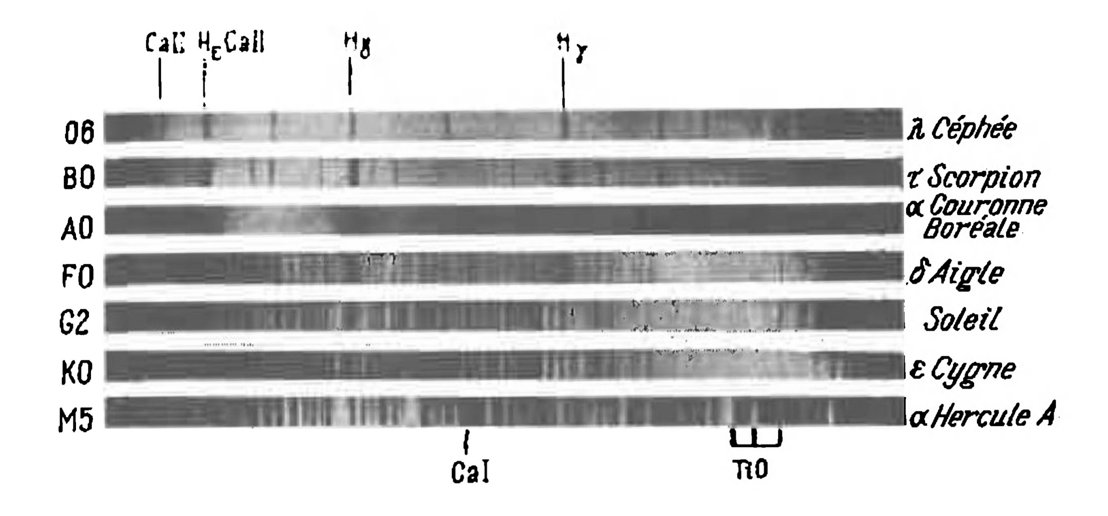



Fig. 193. Spectres stellaires de différentes classes.

On a compris tout de suite que les particularités fondamentales des spectres s'associent aux différences dans les propriétés physiques des étoiles.

En procédant empiriquement on a réussi à ranger les spectres de la grande majorité des étoiles sous la forme d'une séquence ou série qui matérialise l'atténuation progressive des raies de certains éléments chimiques alors que celles d'autres éléments se renforcent. Les spectres analogues sont catalogués suivant des *classes spectrales*. Des écarts plutôt fins entre les spectres permettent de dégager des *sous-classes*. Les recherches ultérieures ont montré que les étoiles de différentes classes spectrales diffèrent par leurs températures.

L'intensité de certaines raies des spectres stellaires est si sensible à la température que *grosso modo* on peut l'apprécier « au jugé » seulement d'après l'extérieur du spectrogramme sans procéder à des mesures photométriques spéciales. Le critère quantitatif de l'appartenance de l'étoile à telle ou telle classe ou sous-classe spectrale

est donné par le rapport des intensités des raies définies. Ce principe a été appliqué avec succès au début du XX^e^ siècle à l'observatoire de Harvard. La classification de Harvard est à la base de la classification spectrale moderne.

Les classes spectrales de la classification de Harvard sont désignées par les lettres W, O, B, A, F, G, K, M. Lors de l'élaboration du système, on ne connaissait pas encore la liaison qui existe entre la forme du spectre et la température; c'est pourquoi l'ordre qui, au début, était alphabétique, a été changé par la suite en fonction du rapport découvert. Voici la description des classes spectrales dont les exemples sont donnés sur la figure 193.

Etoiles de Wolf — Rayet (W). Ce sont les étoiles les plus chaudes à raies d'émission brillantes de l'hélium neutre et ionisé, ainsi que d'autres éléments à ionisation multiple, en particulier, dans certains cas de l'azote, et dans d'autres, du carbone et de l'oxygène.

Les étoiles d'autres classes spectrales sont généralement caractérisées par des raies d'absorption.

Classe O. La température élevée de ces étoiles est définie par la forte intensité de la région ultraviolette du spectre continu; il en résulte que la lumière de ces étoiles semble bleue. Les raies les plus intenses sont celles d'hélium ionisé et de certains autres éléments (carbone, silicium, hélium et hydrogène) plusieurs fois ionisés. On observe des raies faibles de l'hélium neutre et de l'hydrogène.

Classe B. Les raies d'hélium neutre atteignent l'intensité maximale. Les raies d'hydrogène et de certains éléments ionisés sont bien nettes. Couleur: bleu-blanche. Etoile type: α Vierge (Epi).

Classe A. Les raies d'hydrogène atteignent l'intensité maximale. Les raies de calcium ionisé sont bien nettes, on observe également des raies d'autres métaux. La couleur des étoiles est blanche. Etoiles types: α Lyre (Véga) et α Grand Chien (Sirius).

Classe F. Les raies d'hydrogène deviennent plus faibles. Les raies des métaux ionisés (surtout de calcium, de fer, de titane) se renforcent. Couleur: jaunâtre. Etoile type: α Petit Chien (Procyon).

Classe G. Les raies d'hydrogène à peine perceptibles parmi les raies multiples des métaux. Les raies de calcium ionisé très intenses. La couleur devient jaune. Etoile type: Soleil.

Classe K. Les raies d'hydrogène imperceptibles parmi les raies des métaux très intenses. L'extrémité violette du spectre continu est sensiblement affaiblie, ce qui témoigne d'une forte baisse de la température par rapport aux classes avancées (O, B, A). La couleur de l'étoile est rougeâtre, comme par exemple, celle de α Bouvier (Arcturus) et α Taureau (Aldébaran).

Classe M. Etoiles rouges. Les raies des métaux s'affaiblissent. Le spectre est coupé par des bandes d'absorption des molécules de

l'oxyde de titane et d'autres combinaisons moléculaires. Etoile type : α Orion (Bételgeuse).

En plus de ces classes principales il existe des classes supplémentaires, ramifications des classes G et K, formées d'objets à composition chimique anomale, différente de celle de la plupart des autres étoiles « carbonées ».

La *classe* R se distingue de la classe K par la présence des bandes d'absorption des atomes de carbone.

La *classe* N est caractérisée par la présence des bandes d'absorption des molécules de carbone.

La seconde ramification part de la classe K et contient les étoiles « zirconiennes ».

*Classes* S. Les étoiles de cette classe se distinguent de celles de la classe M par la présence des bandes d'oxyde de zirconium (ZrO) au lieu d'oxyde de titane (TiO). Ainsi toutes les classes spectrales peuvent être mises sous la forme schématique suivante :

```
                          R — N
                         /
W — O — B — A — F — G — K — M.
                         \
                          S
```

A l'intérieur de chaque classe on peut établir une succession progressive de sous-classes dont l'une passe dans l'autre. Chaque classe compte 10 sous-classes désignées par les chiffres 0 à 9 placés après la lettre de la classe, par exemple, B8, A0, G5. Outre ce symbole on emploie des « préfixes » ou des « suffixes » pour traduire telle ou telle particularité du spectre stellaire. S'il comporte des raies d'émission, on met en suffixe e. Ainsi, B5e désigne une étoile de la classe B5 aux raies d'émission dans le spectre. Les supergéantes se distinguent souvent par des raies profondes et fines, ce qui se note en préfixe par la lettre c (caractéristique : cFO). D'autres particularités non typiques du spectre d'une étoile de la classe donnée se notent p (de l'anglais : peculiar, particulier). La lettre p s'écrit en suffixe (A5p).

### § 146. Principes de colorimétrie

L'information la plus complète sur le rayonnement d'une étoile est fournie par la distribution de l'énergie dans son spectre, exprimée en unités d'énergie absolues, comme on réussit à l'obtenir pour le Soleil (cf. § 118). Or, des mesures spectrophotométriques suffisamment précises ne s'obtiennent que pour un nombre relativement petit d'étoiles dont l'éclat est maximal. Lorsque'on parvient à le faire, on découvre que l'émission des étoiles ne vérifie pas la loi de Planck, la différence étant souvent plus forte que dans le cas du Soleil.

Pour les étoiles faibles dont l'émission n'est enregistrée que dans une large plage du spectre, la seule source d'information reste l'éclat qui détermine leurs magnitudes.

Une certaine idée sur la distribution de l'énergie dans le spectre stellaire est donnée par la mesure de l'éclat dans les différentes parties du spectre, réalisée à l'aide des filtres. C'est ainsi qu'on obtient les différents systèmes des magnitudes dont la définition a été donnée au § 103.

Les magnitudes mesurées par des photomètres visuels ou à l'œil sont dites *visuelles*. Avant l'invention de la photographie et son utilisation dans l'astronomie, les méthodes visuelles de la définition des magnitudes étaient les seules possibles pour la photométrie des étoiles. Maintenant leur rôle est bien plus faible mais on les applique encore à l'étude des variables.

Les magnitudes obtenues par la méthode des mesures photométriques des images d'étoiles, obtenues sur des émulsions photographiques non sensibilisées, s'appellent magnitudes *photographiques*.

Les magnitudes mesurées par la méthode photométrique des clichés obtenus sur des émulsions orthochromatiques ou isoorthochromatiques avec un filtre jaune spécial s'appellent *photovisuelles*. La sensibilité spectrale de telles émulsions sensibilisées combinée à un filtre jaune peut être rendue proche de la sensibilité spectrale de l'œil; cette combinaison s'emploie pour obtenir un système de magnitudes voisines de celles obtenues par détermination visuelle.

Les définitions modernes les plus précises de l'éclat stellaire s'obtiennent par des méthodes photoélectriques ou photographiques avec l'application des filtres appropriés choisis suivant le système international nouveau $U$, $B$, $V$, qui concerne les mesures dans trois domaines du spectre: ultraviolet ($U$), bleu ($B$) et jaune (visuel: $V$).

Pour définir les magnitudes dans le système donné (en recourant à la combinaison requise du filtre et du récepteur de rayonnement), on compare les flux lumineux des étoiles étudiées et des étoiles étalons adoptées en tant que canon. Il faut, en outre, étudier le système lui-même, c'est-à-dire chercher en laboratoire le domaine du spectre qui de fait est utilisé dans le système considéré.

Les résultats de la photométrie stellaire obtenus dans des systèmes photométriques différents peuvent être utilisés non seulement en classification spectrale mais encore pour la détermination des températures stellaires. Il en est ainsi du fait que la position du maximum sur la courbe de la distribution de l'énergie dans le spectre, c'est-à-dire, au fond, la couleur de l'étoile, dépend de la température. Malheureusement, dans le cas général, la loi de Planck est inapplicable au rayonnement stellaire. Cette relation n'est donc pas aussi simple que la loi de Wien (7.21) et il faut procéder pour l'établir à des recherches spéciales réalisées isolément pour les étoiles de différentes classes.

*Tableau 10*

**Relation entre l'indice de couleur et la classe spectrale**

| Classe spectrale | Particularités principales de la classe | Indice de couleur moyen | Couleur et température (milliers de °K) |
|---|---|---|---|
| W | Raies d'émission de $He^+$, He et N (ou C et O) | — | Bleu, 100 |
| O | Raies d'absorption de $He^+$, He, H et C, Si, N, O ionisés | —0,3 | Bleuâtre, 25-50 |
| B | Raies de He neutre atteignent l'intensité maximale | —0,2 | Blanc bleuâtre, 15-25 |
| A | Raies de H atteignent l'intensité maximale | 0,0 | Blanc, 11 |
| F | Raies de H s'affaiblissent, raies de $Ca^+$ et des métaux se renforcent | 0,4 | Jaune-blanc, 7,5 |
| G | Raies des métaux intenses ($Ca^+$, Fe, Ti, etc.) | 0,6 | Jaune, 6 |
| K | Raies des métaux très intenses. Apparaissent des bandes moléculaires | 1,0 | Orange, 5 |
| M | Fortes bandes d'absorption des combinaisons moléculaires (surtout de TiO) | 1,5 | Rouge } 2 à 3,5 |
| R, N | Bandes d'absorption moléculaires de $C_2$ et de ses combinaisons (Co, CN), au lieu des bandes de TiO | 1,5 | Rouge } 2 à 3,5 |
| S | Bandes d'absorption de ZrO | 1,5 | Rouge } 2 à 3,5 |

Il est d'usage d'examiner non pas la longueur d'onde du maximum du rayonnement, mais une certaine caractéristique objective de la couleur de l'étoile qu'on nomme *indice de couleur* ; on établit la relation empirique entre cet indice et la température effective qui caractérise, comme on s'en souvient, l'énergie totale du rayonnement d'une étoile. Pour évaluer la couleur on peut comparer les éclats dans les divers domaines du spectre. C'est pourquoi l'indice de couleur se détermine comme la différence entre les magnitudes mesurées dans deux systèmes photométriques quelconques, photographique et photovisuel, par exemple. Dans ce cas l'indice de couleur s'écrit

$$CI = m_{pg} - m_{pv}, \quad (11,1)$$

où $m_{pg}$ et $m_{pv}$ sont respectivement les magnitudes photographique et photovisuelle. Dans le système $U$, $B$, $V$ on utilise ordinairement deux indices de couleur, l'indice principal $(B - V)$ et ultraviolet $(U - B)$.

Puisque l'échelle des magnitudes est déterminée par le rapport des éclats, et le point zéro est choisi arbitrairement (cf. § 103), le point zéro de l'échelle des indices de couleur est pris tout aussi arbitraire. On a convenu que l'indice de couleur $(B - V)$ nul concerne les objets de la classe A0. Les indices de couleur des étoiles plus chaudes que la classe A (dont le rayonnement dans la région photographique du spectre est plus fort) sont alors négatifs (c'est-à-dire leur magnitude photographique est plus petite que la magnitude photovisuelle). Inversement, les indices de couleur des étoiles des classes spectrales plus évoluées que A sont positifs parce qu'elles émettent plus fort dans le domaine visible du spectre.

Le tableau 10 donne les valeurs approchées des indices de couleur des étoiles des classes spectrales différentes.

La division de l'astrophysique qui a pour objet l'étude des indices de couleur s'appelle *colorimétrie.* Son but est de mesurer ces indices par des méthodes différentes et de chercher d'autres grandeurs caractéristiques de la composition spectrale du rayonnement stellaire, ainsi que d'établir la relation entre ces caractéristiques et la température.

## § 147. Magnitude absolue et luminosité des étoiles

Les magnitudes visuelles ne renseignent ni sur l'énergie générale rayonnée par l'étoile ni sur l'éclat de sa surface. En effet, la différence entre les distances entraîne qu'une petite étoile relativement froide peut du seul fait de sa proximité de la Terre avoir une magnitude sensiblement plus faible (c'est-à-dire paraître plus brillante) qu'une géante chaude éloignée.

Si les distances des deux étoiles sont connues (cf. § 63), leurs magnitudes apparentes visuelles permettent de trouver aisément le rapport entre leurs flux lumineux réels. A cet effet, il suffit de rapporter les éclats produits par ces étoiles à la distance étalon commune pour toutes les étoiles. On a convenu que cette distance est de 10 pc.

La magnitude qu'aurait une étoile observée à partir de 10 pc s'appelle *magnitude absolue.* Les magnitudes absolues, de même que les magnitudes apparentes, peuvent être visuelles, photographiques, etc.

Supposons qu'une magnitude apparente d'une étoile soit $m$ et sa distance à l'observateur, $r$ pc. Par définition, d'une distance de 10 pc une magnitude est égale à la magnitude absolue $M$. En

appliquant à $M$ et $m$ la formule (7.8), on obtient

$$0{,}4\,(m - M) = \log \frac{E_0}{E}\,, \qquad (11{,}2)$$

où $E$ et $E_0$ sont respectivement les éclats produits par l'étoile à partir des distances de $r$ pc et de 10 pc. Puisque les éclats sont inversement proportionnels aux carrés des distances, il vient

$$\frac{E_0}{E} = \frac{r^2}{100}\,. \qquad (11{,}3)$$

En portant (11.3) dans (11.2), on obtient

$$0{,}4\,(m - M) = 2 \log r - 2 \qquad (11.4)$$

ou

$$M = m + 5 - 5 \log r. \qquad (11.5)$$

La formule (11.5) permet de calculer la magnitude absolue $M$ si l'on connaît la magnitude apparente $m$ de l'objet et la distance $r$ en parsecs qui nous en sépare. Mais si la magnitude absolue est définie par d'autres considérations quelconques, en connaissant la magnitude apparente, il est facile de trouver la distance exprimée en parsecs, en appliquant la condition

$$\log r = 1 + 0{,}2\,(m - M). \qquad (11.6)$$

La quantité $(m - M)$ s'appelle *module de distance.*

La parallaxe annuelle $\pi$ de l'astre et la distance $r$ en parsecs qui nous en sépare étant associées par le quotient $r = 1/\pi$ (cf. § 63), la formule (11.6) peut être ramenée à la forme

$$M = m + 5 + 5 \log \pi. \qquad (11.7)$$

A titre d'exemple cherchons la magnitude absolue du Soleil dont la magnitude apparente visuelle est $m_{\odot} = -\,26^m{,}8$ (cf. § 103). La distance au Soleil $r_{\odot} = 1$ u.a. $= \frac{1}{206\,265}$ pc. En portant $m_{\odot}$ et $\log r_{\odot}$ dans la formule (11.6) on obtient

$$M_v^{\odot} = -26^m,\ 8 + 5^m + 26^m,\ 6 = 4^m,\ 8.$$

En déterminant la magnitude (visuelle, par exemple) directement par l'observation, on mesure seulement la partie du rayonnement qui a traversé l'atmosphère terrestre, le système d'optique considéré, et qui est enregistré par le récepteur de lumière. Pour trouver le rayonnement total du spectre tout entier, il faut ajouter aux résultats de ces mesures une correction qui tient compte du rayonnement qui n'est pas parvenu jusqu'à l'appareil. La magnitude déterminée compte tenu du rayonnement de toutes les régions du spectre est dite *bolométrique.*

La différence entre les magnitudes bolométrique et visuelle ou photovisuelle s'appelle *correction bolométrique*

$$\Delta m_{\text{bol}} = m_{\text{bol}} - m_v = M_{\text{bol}} - M_v, \tag{11.8}$$

Les corrections bolométriques se calculent théoriquement. Ces tous derniers temps on recourt à cet effet aux résultats des mesures extra-atmosphériques du rayonnement stellaire dans la plage ultraviolette du spectre.

La valeur de la correction bolométrique est minimale pour les étoiles qui émettent la plus grande partie de leur énergie dans le domaine visible du spectre, elle dépend de la température effective de l'étoile (tableau 11).

*Tableau 11*

**Corrections bolométriques**

| Température effective | $\Delta m_{\text{bol}}$ | Température effective | $\Delta m_{\text{bol}}$ |
|---|---|---|---|
| 3000° | −1,7 | 10 000 | −0,2 |
| 4000 | −0,6 | 20 000 | −1,6 |
| 5780 (Soleil) | −0,07 | 50 000° | −4,1 |
| 6000-8000 | 0,0 | | |

Les corrections bolométriques permettent de déterminer les luminosités bolométriques des étoiles dont on connaît les magnitudes absolues visuelles.

Soit $M_v$ la magnitude absolue visuelle d'une étoile et $\Delta m_{\text{bol}}$, sa correction bolométrique. Alors, la magnitude absolue bolométrique s'écrit

$$M_{\text{bol}} = M_v + \Delta m_{\text{bol}}. \tag{11.9}$$

Appliquons cette formule au Soleil dont la correction bolométrique est adoptée, en arrondissant la valeur tirée du tableau 11 :

$$\Delta m_{\text{bol}}^{\odot} = -0^m, 1.$$

La magnitude absolue visuelle du Soleil étant $M_v^{\odot} = 4^m{,}8$, sa magnitude absolue bolométrique s'écrit

$$M_{\text{bol}}^{\odot} = 4^m, 8 - 0^m, 1 = 4^m, 7.$$

Le flux d'énergie rayonné par l'étoile dans toutes les directions s'appelle luminosité. Les luminosités $L$ et les magnitudes absolues doivent vérifier la même relation que $E$ et $m$ dans la formule (7.8). C'est pourquoi si l'on désigne les quantités associées au Soleil et

à une étoile respectivement par les sigles ⊙ et *, on a

$$\log \frac{L^*}{L^{\odot}} = 0{,}4\,(M^{\odot} - M^*). \qquad (11.10)$$

Généralement la luminosité est exprimée en unités de luminosité du Soleil, c'est-à-dire $L^{\odot} = 1$, et

$$\log L^* = 0{,}4\,(M^{\odot} - M^*). \qquad (11.11)$$

Suivant la méthode de la détermination des magnitudes qui font partie de cette formule, on obtient des luminosités visuelles, photographiques ou bolométriques. En remplaçant $M^{\odot}_{\text{bol}}$ par sa valeur et en tenant compte de (11.9), on a pour les luminosités bolométriques

$$\log L^*_{\text{bol}} = -0{,}4\,(M_v + \Delta m_{\text{bol}} - 4^m{,}\,7). \qquad (11.12)$$

## § 148. Diagramme de Hertzsprung - Russel

Tout au début du XX^e siècle l'astronome danois Hertzsprung et un peu plus tard l'astrophysicien américain Russel ont établi qu'il existe une relation entre la forme du spectre (c'est-à-dire la température) et la luminosité des étoiles. Cette relation est matérialisée par un diagramme dans lequel on porte en abscisses la classe spectrale et en ordonnées la magnitude absolue. Ce diagramme porte le nom de Hertzsprung-Russel (fig. 194).

Au lieu de la magnitude absolue on peut porter la luminosité (généralement à une échelle logarithmique) et au lieu des classes spectrales, les indices de couleur, ou directement la température effective.

La position de chaque étoile en tel ou tel point du diagramme est définie par sa nature physique et le stade de son évolution. C'est pourquoi le diagramme de Hertzsprung-Russel traduit, si l'on peut dire ainsi, en une image toute l'histoire du système des étoiles considéré. C'est ce qui rend considérable l'intérêt du diagramme dont l'étude constitue l'une des méthodes les plus importantes de l'astronomie stellaire. Il permet de dégager les différents groupes d'étoiles associées par des propriétés physiques communes et d'établir la relation entre certaines de leurs caractéristiques physiques, et contribue à la résolution de plusieurs autres problèmes (par exemple, à l'étude de la composition chimique et de l'évolution stellaire).

La partie supérieure du diagramme de la figure 194 concerne les étoiles de luminosité importante qui, pour les valeurs données de la température, sont très grandes. La partie inférieure du diagramme est réservée aux étoiles de faible luminosité. A gauche se situent les étoiles chaudes des classes spectrales jeunes, et à droite, les étoiles plus froides des classes spectrales avancées.

En haut à droite se trouvent les plus grandes des étoiles (*géantes* et *supergéantes*) car à une température faible leur luminosité ne peut être assurée que par de grandes dimensions. Les étoiles de la partie inférieure du diagramme sont de petits objets de faible luminosité; on les appelle *naines*. La diagonale la plus riche en étoiles

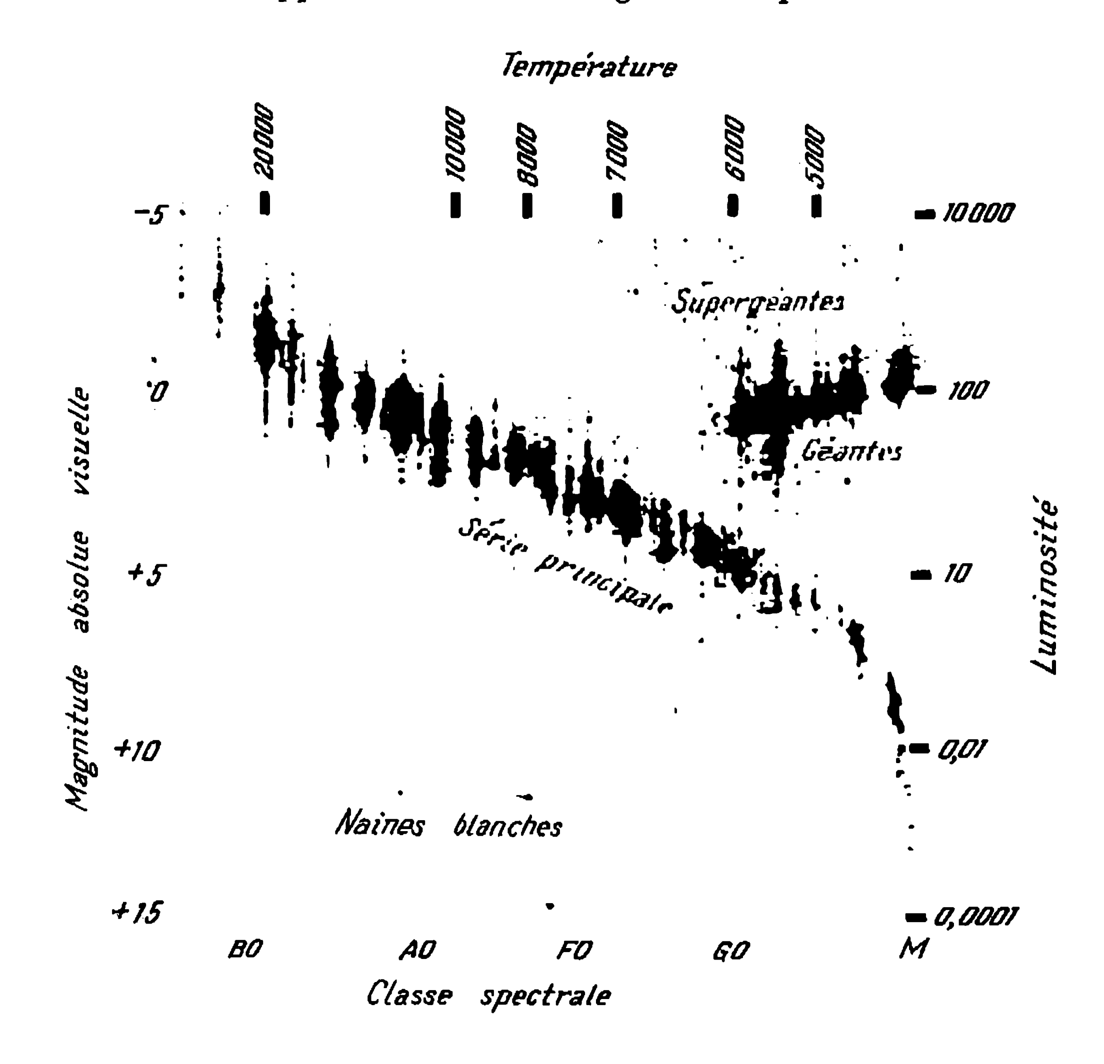



Fig. 194. Diagramme spectre-luminosité.

qui va de haut en bas de gauche à droite se nomme *séquence* ou *série principale*. Le long de cette série reposent les étoiles depuis les plus chaudes (dans la partie supérieure) aux plus froides (dans la partie inférieure).

La figure 194 montre que dans l'ensemble la distribution des étoiles dans le diagramme de Hertzsprung-Russel est très irrégulière, ce qui correspond à l'existence d'une certaine corrélation entre la luminosité et la température stellaires. Ce fait est le plus manifeste pour les étoiles de la série principale. Toutefois, une étude suivie

du diagramme permet de dégager plusieurs autres séries à dispersion bien plus grande, il est vrai, que dans le cas de la série principale. Ces séries témoignent du fait que certains groupes déterminés vérifient une relation individuelle entre la luminosité et la témpérarure.

Ces dernières séries s'appellent *classes de luminosité* et on les désigne par les chiffres romains de I à VII qui se notent après le

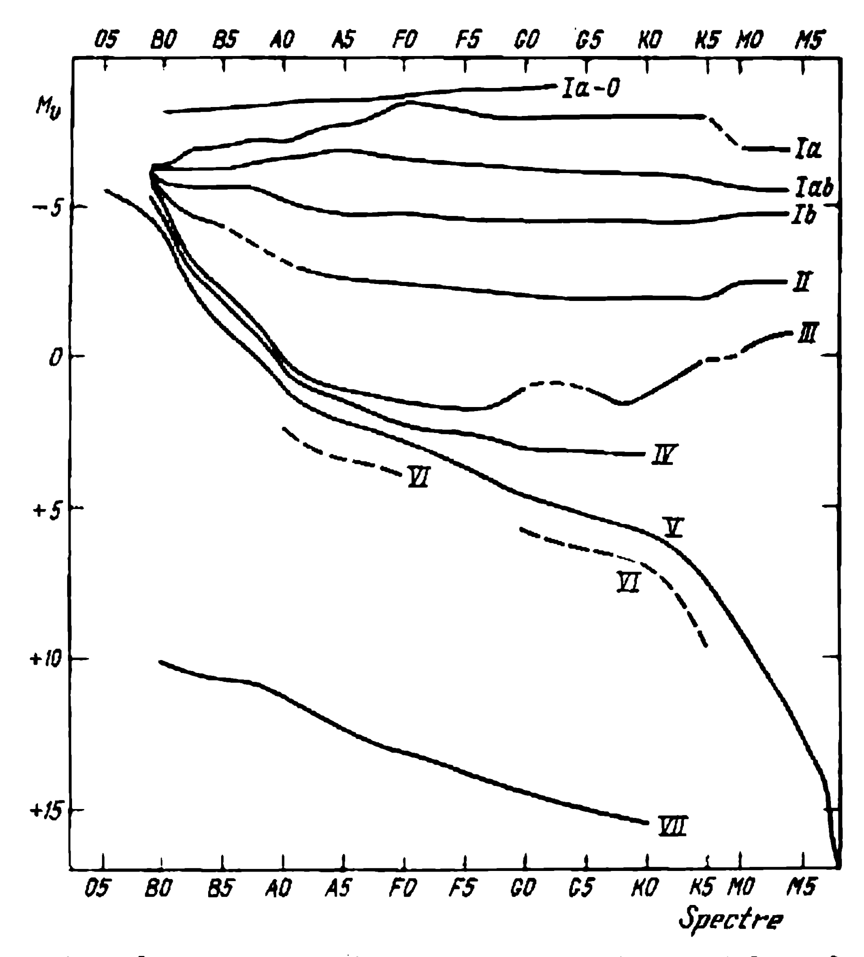



Fig. 195. Séries des étoiles de différentes classes de luminosité sur le diagramme de Hertzsprung-Russel.

symbole de la classe spectrale. Ainsi, il s'avère que la classification complète est définie par deux paramètres, dont l'un caractérise le spectre (la température), et l'autre, la luminosité. Le Soleil, par exemple, qui se rapporte à la série principale, tombe dans la V[e] classe de luminosité et se note G2V. Cette classification adoptée actuellement est dite MKK (de Morgan-Keenan-Kellman).

Les classes de luminosité sont schématisées sur la figure 195:

C l a s s e I: supergéantes qui occupent dans le diagramme de Hertzsprung-Russel la partie supérieure et forment plusieurs sous-séries.

Classe II: géantes brillantes.

Classe III: géantes.

Classe IV: sous-géantes. Les trois dernières classes se situent dans le diagramme entre les supergéantes et la série principale.

Classe V: série principale.

Classe VI: sous-naines brillantes. Elles forment au-dessous de la série principale une série qui lui est parallèle et qui passe à peu près à une magnitude d'elle à partir de la classe AO à droite.

Classe VII: naines blanches. De très faible luminosité, elles occupent la partie inférieure du diagramme.

L'appartenance d'une étoile à la classe de luminosité donnée s'établit sur la base des indices supplémentaires spéciaux de la

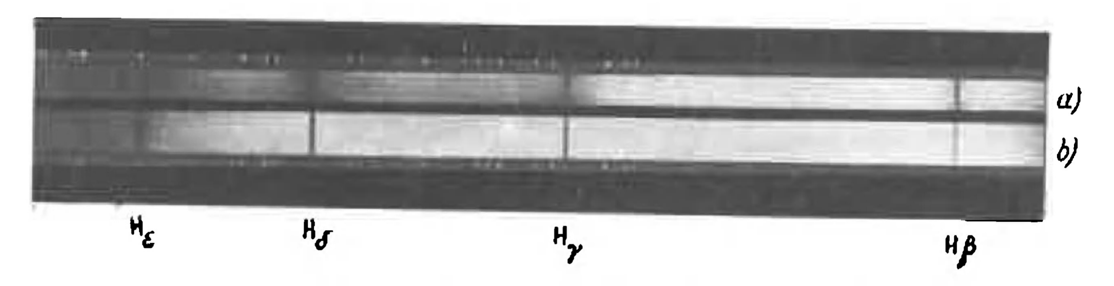



Fig. 196. Spectre d'une naine blanche (*a*) et d'une supergéante (*b*).

classification spectrale. Ainsi, les supergéantes possèdent généralement des raies fines et profondes (c-caractéristique) à l'opposé des raies très larges des naines blanches (fig. 196). D'après leurs spectres les naines se distinguent des géantes par les raies de certains métaux qui sont relativement plus faibles que celles des géantes de mêmes classes spectrales, alors que les intensités des raies d'autres métaux diffèrent bien moins. Toutes les raies des métaux dans les spectres des sous-naines sont par contre très faibles, ce qui est dû à une teneur plus faible de ces étoiles en métaux.

Les critères supplémentaires de la classification spectrale que nous venons de passer en revue et qui permettent de définir la classe de luminosité, peuvent servir de base pour l'établissement spectroscopique des magnitudes absolues, et par là même, des distances.

La méthode de la détermination des distances basée sur la relation empirique entre la luminosité et le rapport des intensités des raies déterminées du spectre, s'appelle méthode des *parallaxes spectroscopiques.*

A la différence des parallaxes trigonométriques, les parallaxes spectroscopiques peuvent être déterminées également pour des objets très éloignés, dont les spectres sont connus. C'est pourquoi en astronomie le rôle de cette méthode est très important.

## § 149. Notion de l'échelle des températures stellaires

Généralement on entend par température d'une étoile sa température effective. Pour déterminer cette dernière il faut connaître l'éclat global et le rayon de l'étoile. Ces deux grandeurs ne peuvent être mesurées avec une précision suffisante que pour peu d'objets. Pour les autres étoiles, les températures effectives s'obtiennent par des méthodes indirectes sur la base de l'étude de leurs spectres ou des indices de couleur à l'aide de l'échelle des températures effectives.

On appelle échelle des températures effectives la relation entre les caractéristiques de couleur du rayonnement des étoiles, par exemple, entre la classe spectrale ou l'indice de couleur, et les températures effectives. D'une façon analogue on introduit le diagramme couleur-luminosité. Si l'on connaît le diagramme couleur-luminosité, après avoir déterminé par l'observation la classe spectrale ou l'indice de couleur d'une étoile, il est facile de trouver sa température. Le diagramme couleur-luminosité est établi empiriquement sur la base des étoiles aux températures connues, aux températures effectives par exemple, ainsi que théoriquement pour les étoiles de certains types.

Les températures effectives des étoiles des classes de luminosité différentes sont consignées sur le tableau 12.

*Tableau 12*

**Echelle des températures effectives des étoiles**

| Classe spectrale | Classes de luminosité | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | série principale (V) | | géantes (III) | | supergéantes (I) | |
| | indice de couleur $B-V$ | température effective | indice de couleur $B-V$ | température effective | indice de couleur $B-V$ | température effective |
| O5 | $-0^m,45$ | 35 000° | | | | |
| B0 | $-0,31$ | 21 000 | | | $-0^m,21$ | |
| B5 | $-0,17$ | 15 500 | | | | |
| A0 | 0,00 | 11 000 | | | 0,00 | |
| A5 | $+0,16$ | 9 800 | | | | |
| F0 | 0,30 | 8 600 | | | $+0,30$ | 6 400° |
| F5 | 0,45 | 7 500 | | | | |
| G0 | 0,57 | 6 500 | $+0^m,65$ | 5 700° | 0,76 | 5 400 |
| G5 | 0,70 | 5 400 | 0,84 | 5 000 | 1,06 | 4 700 |
| K0 | 0,84 | 4 700 | 1,06 | 4 300 | 1,42 | 4 000 |
| K5 | 1,11 | 4 000 | 1,40 | 3 600 | 1,71 | 3 400 |
| M0 | 1,39 | 3 600 | 1,65 | 3 400 | 1,94 | 2 800 |
| M5 | $+1,61$ | 3 000 | $+1,85$ | 2 800 | $+2,15$ | |

## § 150. Méthodes de détermination des dimensions des étoiles

Les mesures directes des diamètres stellaires à certaines exceptions près sont pratiquement impossibles ; il en est ainsi parce que l'éloignement des étoiles est si grand que leurs diamètres angulaires sont inférieurs à la limite de résolution des plus grands télescopes. Les diamètres angulaires de deux ou trois dizaines d'étoiles les plus proches sont déterminés aux *interféromètres stellaires* spéciaux. Ces appareils fonctionnent sur le principe de l'étude de l'interférence de la lumière émise par l'étoile et reflétée par un couple de miroirs placés loin l'un de l'autre. Dans les cas particuliers, pour déterminer le diamètre angulaire de l'étoile on parvient à utiliser l'image interférentielle produite par l'occultation de l'étoile par la Lune. Les diamètres linéaires des variables à éclipses peuvent être établis d'après la durée de l'éclipse (cf. § 156).

Si par l'une des méthodes décrites on a trouvé pour une étoile éloignée à la distance $r$ connue le diamètre angulaire $d''$ exprimé en secondes d'arc, son diamètre linéaire $D$ se calcule aisément d'après la formule

$$D = \frac{d''r}{206\,265}. \qquad (11.13)$$

Lorsqu'on connaît la luminosité bolométrique de l'étoile $L_{\text{bol}}$ et sa température effective $T_{\text{eff}}$, on peut obtenir son diamètre par des méthodes indirectes. En effet, d'après la définition de la température effective (§ 108), 1 cm² de la surface stellaire rayonne dans toutes les directions un flux d'énergie

$$\varepsilon = \sigma T_{\text{eff}}^4.$$

Le flux rayonné par l'étoile tout entière s'obtient si on multiplie cette grandeur par la surface de l'étoile $4\pi R^2$. Par conséquent, la luminosité de l'étoile

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4. \qquad (11.14)$$

Si l'expression obtenue est appliquée maintenant au Soleil dont la luminosité et le rayon sont connus, on obtient, en désignant par $T_\odot$ la température effective du Soleil,

$$L_\odot = 4\pi R_\odot^2 \sigma (T_\odot)^4. \qquad (11.15)$$

En divisant terme à terme les égalités (11.14) et (11.15), on trouve

$$R = R_\odot \left(\frac{T_\odot}{T_{\text{eff}}}\right)^2 \sqrt{\frac{L}{L_\odot}} \qquad (11.16)$$

ou, en calculant le logarithme,

$$\log \frac{R}{R_\odot} = \frac{1}{2} \log \frac{L}{L_\odot} + 2 \log \frac{T_\odot}{T_{\text{eff}}}.$$

26—1599

Généralement, pour exprimer le rayon et la luminosité d'une étoile on prend pour unités les quantités respectives du Soleil $R_\odot = 1$ et $L_\odot = 1$. Alors, il vient

$$\log R = \frac{1}{2}\log L + 2\log\frac{T_\odot}{T_{\text{eff}}}. \tag{11.17}$$

Les diamètres des plus grandes étoiles sont 1000 fois et plus supérieurs à celui du Soleil (celui de VV Cep est 1200 fois plus grand). Le diamètre de la plus petite des étoiles connues découverte par Leighton dans la Baleine est 10 fois plus petit que celui de la Terre.

## § 151. Relation rayon - luminosité - masse

La formule (11.17) associe entre elles trois caractéristiques importantes d'une étoile, le rayon, la luminosité et la température effective. Par ailleurs, comme nous le savons déjà, il existe une relation empirique importante entre le spectre, c'est-à-dire en fait entre la température et la luminosité (diagramme de Hertzsprung-Russel). Cela signifie que toutes les trois grandeurs qui font partie de la formule (11.17) ne sont pas indépendantes et pour chaque série d'étoiles du diagramme de Hertzsprung-Russel (H.-R.) on peut établir une relation déterminée entre la classe spectrale (température) et le rayon. Pour rendre immédiate la compréhension de cette relation, modifions quelque peu le diagramme de Hertzsprung-Russel de la figure 194. Remplaçons la magnitude absolue visuelle par la magnitude absolue bolométrique, et la classe spectrale, par le logarithme de la température effective correspondante. Avec cela, l'allure générale du diagramme (fig. 197) reste dans l'essentiel la même. Dans un tel diagramme, la position de toutes les étoiles de même diamètre sera matérialisée par des lignes droites, puisque la relation entre $\log L$ et $\log T_{\text{eff}}$ de la formule (11.17) est linéaire. La figure 197 représente les lignes des

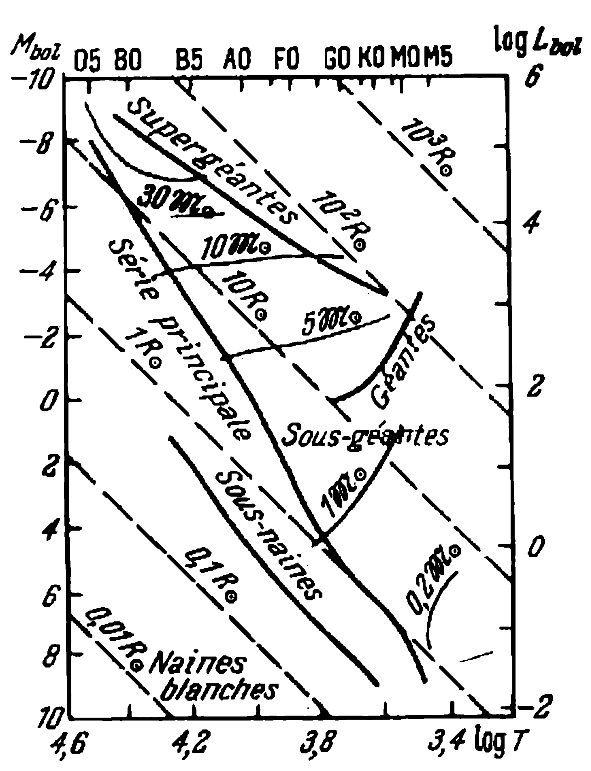



Fig. 197. Diagramme magnitude absolue-température (logarithme de la température).

rayons constants qui permettent de trouver facilement les dimensions de l'étoile d'après sa luminosité (magnitude absolue) et son spectre (température effective).

Sur la figure 197 on voit que les rayons des étoiles varient suivant une marge très grande, des centaines et même des milliers de $R_{\odot}$ pour les géantes et les supergéantes à $10^{-2}$ ou $10^{-3}$ $R_{\odot}$ pour les naines

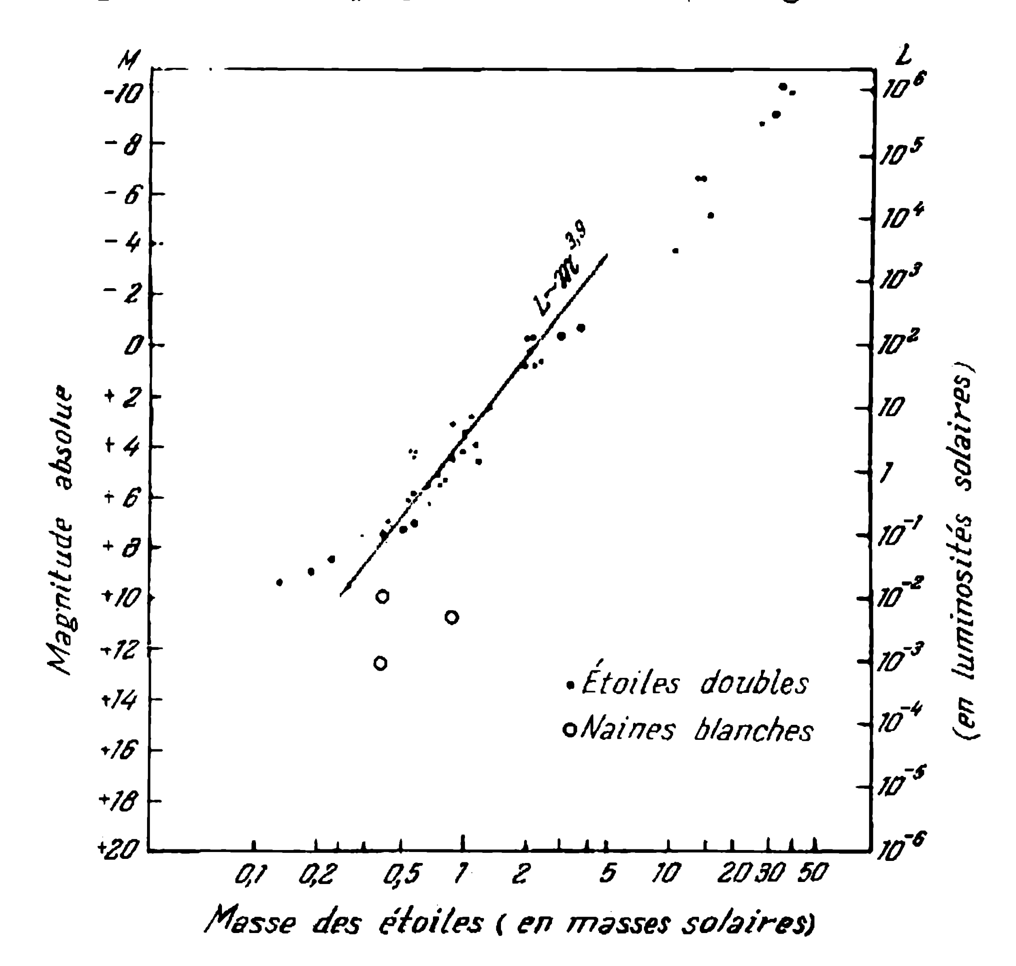



**Fig. 198. Diagramme masse-luminosité.**

blanches. Ainsi, si les températures des atmosphères stellaires ne diffèrent que d'une dizaine de fois, la différence atteint presque un million de fois pour les diamètres.

Fait remarquable : sur la figure 197 la série principale de même que, dans une moindre mesure, la série des supergéantes, est matérialisée par des lignes presque droites. Ceci permet d'établir pour les étoiles données une relation empirique entre la luminosité bolométrique et le diamètre. Ainsi, par exemple, la majorité des étoiles de la série principale vérifie la relation

$$L_{\text{bol}} = R^{5,2} \qquad (11.18)$$

Il se trouve qu'il existe pour ces mêmes étoiles encore une relation empirique, celle qui associe la luminosité bolométrique et la masse

$$L_{bol} = \mathfrak{M}^{3,9}. \qquad (11.19)$$

C'est ce qu'on appelle *relation masse-luminosité* qui, généralement, se détermine d'après le plus grand nombre possible d'étoiles aux masses et distances bien connues (fig. 198). D'une façon analogue on obtient la relation masse-luminosité pour d'autres groupes d'étoiles. Si maintenant on porte toutes ces relations sur la figure 197 et si l'on relie les points correspondant aux étoiles de même masse, on obtient les lignes des masses égales de même que nous avons obtenu ci-dessus les lignes des rayons égaux.

Voici un exemple pour illustrer le grand intérêt que présente le résultat obtenu. Supposons que dans leur évolution les étoiles changent leurs caractéristiques, et en particulier, leur luminosité. Leur emplacement dans le diagramme de Hertzsprung-Russel devrait alors également changer en fonction du temps. Si dans ces conditions elles gardent tout le temps ou au moins pendant une certaine période leur masse constante, leur évolution à une étape déterminée doit être matérialisée par des segments de lignes de masse constante de la figure 197. On voit donc quel sens évolutif profond a la position des étoiles sur le diagramme de Hertzsprung-Russel.

## § 152. Conditions physiques au sein des étoiles

Si on connaît la masse et le rayon d'une étoile, on peut se faire une idée des conditions physiques qui règnent à l'intérieur, de même qu'il en a été pour le Soleil (cf. § 120). La formule (9.10) montre que la température $T$ au sein d'une étoile est proportionnelle à la relation $\mathfrak{M}/R$. On peut donc considérer que la température $T_0$ au centre de l'étoile est directement proportionnelle à sa masse $\mathfrak{M}$ et inversement proportionnelle à son rayon $R$, c'est-à-dire

$$T_0 = K\frac{\mathfrak{M}}{R}, \qquad (11.20)$$

où $K$ est un coefficient de proportionnalité. Pour évaluer sa valeur approchée, correcte évidemment pour des étoiles analogues au Soleil, on peut faire appel à la condition suivant laquelle pour $R = R_\odot$ et $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_\odot$, la température $T_0$ est voisine de 15 000 000°. On en tire que la température au centre des étoiles de la série principale analogues au Soleil est

$$T_0 \approx 1,5 \cdot 10^7 \frac{\mathfrak{M}}{R}. \qquad (11.21)$$

La relation $\mathfrak{M}/R$ qui fait partie de la formule (11.21) peut être exprimée à l'aide des formules (11.18) et (11.19) en y éliminant la lumino-

sité. Il vient

$$\frac{\mathfrak{M}}{R} = R^{1/3}. \tag{11.22}$$

Par conséquent,

$$T_0 = 1{,}5 \cdot 10^7 R^{1/3}. \tag{11.23}$$

En même temps, la figure 197 montre qu'à mesure qu'on se déplace en haut en suivant la série principale, les rayons des étoiles augmentent. C'est pourquoi les températures au sein des étoiles de la série principale augmentent progressivement avec l'augmentation de la luminosité. Ainsi, par exemple, pour les étoiles de la sous-classe B0V la température au centre est d'environ 30 millions de degrés, et pour les étoiles K0V, elle est légèrement inférieure à 10 millions de degrés.

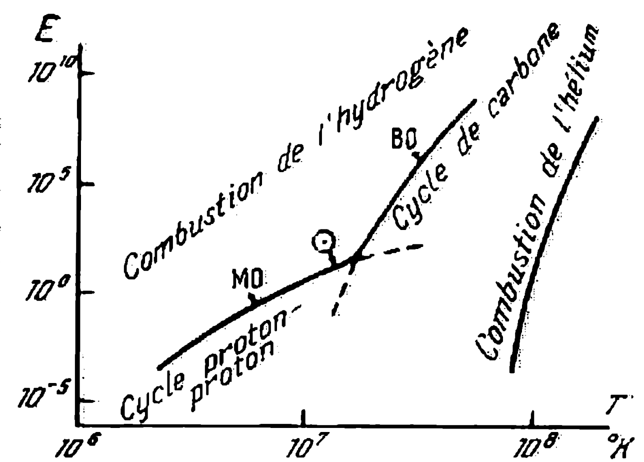



Fig. 199. Relation entre les énergies des réactions nucléaires et la température.

La valeur de la température influe fortement sur l'allure des réactions nucléaires. La figure 199 matérialise l'influence exercée par la température $T$ sur la quantité d'énergie $E$ dégagée par le cycle de carbone et la réaction proton-proton, ainsi que les conditions correspondantes qui règnent aux centres du Soleil et de deux étoiles de la série principale des classes spectrales B0 et M0. La position du Soleil sur ce graphique montre qu'au sein des étoiles de la série principale des classes spectrales évoluées G, K, M, de même que dans le Soleil, l'énergie nucléaire est dégagée essentiellement lors de la réaction proton-proton. Dans les étoiles chaudes des classes spectrales jeunes au sein desquelles la température est plus élevée (plusieurs dizaines de millions de degrés), le rôle principal incombe à la transmutation de l'hydrogène en hélium par le cycle de carbone. Cette réaction s'accompagne d'un dégagement d'énergie plus fort que celui observé lors du cycle proton-proton, ce qui explique une luminosité plus forte des étoiles des classes spectrales jeunes.

La grande puissance des sources d'énergie des étoiles chaudes détermine la convection qui se produit en leur sein et qui réalise un brassage intense de la matière. A la différence du Soleil où la matière au centre ne se déplace presque pas, les étoiles chaudes comportent des zones convectives centrales.

A l'intérieur des étoiles situées au-dessus de la série principale (supergéantes, géantes, sous-géantes), les réactions nucléaires ont

déjà eu le temps de transformer en hélium une partie importante de l'hydrogène. On peut donc dire que presque toutes les réserves en « combustible » nucléaire hydrogénique qu'elles avaient à l'intérieur sont d'une certaine façon consumées. L'énergie nucléaire qui s'y dégage est produite par la « combustion » de l'hydrogène de l'enveloppe mince qui entoure le noyau. Cette enveloppe est très fine parce qu'à son intérieur il n'y a pas de sources d'énergie (l'hydrogène a déjà « brûlé »), et à l'extérieur la température est trop faible pour déclencher des réactions thermonucléaires. Une telle structure a cette particularité que la pression dans l'enveloppe est légèrement plus grande que dans le noyau. Par suite, le noyau se comprime progressivement en dégageant une énergie gravitationnelle et en augmentant sa température. A cette étape, une étoile est une géante rouge de la classe K0, par exemple, pour laquelle la densité au centre du noyau atteint 350 kg/cm$^3$ (!) et la température, 40 millions de degrés. La montée ultérieure de la température et de la densité crée au sein de l'étoile des conditions favorables aux réactions thermonucléaires nouvelles dans lesquelles commencent à prendre part d'autres éléments chimiques et en premier lieu l'hélium.

Les sous-naines qui reposent au-dessous de la série principale ont une structure analogue à celle des étoiles de cette série, ne différant que par une plus faible teneur en éléments lourds.

L'exemple des naines blanches montre combien est grande l'influence de la composition chimique sur les propriétés d'une étoile. Au sein de ces étoiles il n'y a presque pas d'hydrogène contenu seulement dans la couche superficielle relativement mince. Si à l'intérieur, la teneur en hydrogène était supérieure à 0,0005 de la masse, les réactions nucléaires de l'hydrogène dégageraient une énergie dont la puissance dépasserait la luminosité observée des naines blanches ordinaires. Les mêmes arguments conduisent à la conclusion que, visiblement, pour ces étoiles d'autres réactions nucléaires connues ne peuvent pas non plus servir de source de luminosité.

Une étoile privée de sources d'énergie thermonucléaires qui compensent la perte d'énergie par rayonnement doit se contracter en rayonnant une énergie gravitationnelle. L'énergie gravitationnelle des étoiles ordinaires est très grande. C'est pourquoi au début son dégagement conduit à la montée de la température à l'intérieur de l'étoile par suite de la contraction jusqu'à des densités énormes. Mais bientôt les conditions deviennent impossibles pour la contraction ultérieure (état dégénéré du gaz) et le processus s'arrête. A cette étape l'étoile devient naine blanche privée non seulement des sources d'énergie thermonucléaires, mais aussi des sources d'énergie gravitationnelles. La densité à l'intérieur atteint des valeurs maximales possibles pour les étoiles et s'élève à 15 tonnes par centimètre cube, alors que la température tombe de nouveau à des valeurs de

l'ordre de 10 millions de degrés. En se refroidissant lentement, les naines blanches rayonnent la lumière au dépens de l'énergie thermique résiduelle.

## § 153. Atmosphères et structure générale des étoiles

Les méthodes spectroscopiques rendent possible surtout l'observation du rayonnement des photosphères et dans certains cas des chromosphères des étoiles. Pour étudier les conditions physiques des atmosphères stellaires il faut appliquer en principe les mêmes méthodes que pour l'étude de la photosphère solaire. Cependant, en règle générale, les observations d'une étoile ne donnent pas la distribution de l'éclat suivant son disque. La variation de la température avec la profondeur optique ne peut donc être établie que théoriquement.

Comme nous l'avons vu sur l'exemple du Soleil, les propriétés concrètes de la photosphère dépendent de la température effective, de la masse et du rayon de l'étoile.

On a montré au § 120 que l'échelle de hauteur est donnée par la formule

$$H = \frac{\mathrm{R}T}{\mu g},$$

où R est la constante des gaz parfaits, alors que l'accélération de la pesanteur ($R_*$ est le rayon de l'étoile):

$$g = f\frac{\mathfrak{M}}{R_*^2}.$$

Si les températures et les masses de toutes les étoiles étaient les mêmes, l'épaisseur de leurs atmosphères serait proportionnelle au carré du rayon. En fait, par suite de la relation « masse-luminosité-rayon », elle est proportionnelle à $R_*$ porté à une puissance quelque peu supérieure à la première.

Il en résulte que les atmosphères des étoiles qui occupent la partie supérieure du diagramme de Hertzsprung-Russel et dont les rayons sont maximaux sont les plus épaisses. L'épaisseur des photosphères des géantes est des centaines de fois plus grande que celle du Soleil, et pour les supergéantes elle est des milliers et des dizaines de milliers de fois plus grande.

C'est pourquoi, si l'épaisseur de la photosphère solaire n'est que de l'ordre de quelques centaines de kilomètres, dans les étoiles de la série principale des classes spectrales jeunes elle atteint des milliers, dans les géantes, des dizaines de milliers, et dans les supergéantes, des millions de kilomètres. D'autre part, les naines blanches dont la masse est quelque peu plus petite que la masse solaire, sont quant à leur diamètre une centaine de fois plus petites

que le Soleil et l'épaisseur de leurs atmosphères, étant une dizaine de milliers de fois plus faible que celle de l'atmosphère solaire, ne dépasse pas une dizaine de mètres. On peut dire que ces étoiles sont pratiquement privées d'atmosphère : dans les couches superficielles des naines blanches la densité de la matière varie de trois fois sur une distance négligeable de 10 m, ce qui constitue un millionième de rayon!

L'épaisseur des atmosphères est intimement liée au problème de l'existence dans les étoiles des enveloppes convectives. Nous avons déjà vu que le Soleil possède sous sa photosphère une zone convective. A des températures pas trop élevées, le rayonnement ne peut pas à lui seul, sans la convection, transférer dans l'atmosphère toute l'énergie fournie par l'intérieur de l'étoile, pour rayonner la lumière dans l'espace. De plus, dans une atmosphère « froide » la convection est rendue plus facile par sa propriété de transfert plus effectif de l'énergie : l'élément de convection qui monte des couches profondes contient l'hydrogène ionisé qui dans les couches froides supérieures transmet non seulement l'énergie thermique, mais encore, en devenant neutre, l'énergie d'ionisation. C'est pourquoi dans les étoiles plus froides que le Soleil, les enveloppes convectives d'hydrogène sont encore plus épaisses et la convection elle-même est plus forte. D'autre part, dans les étoiles plus chaudes que le Soleil et dont l'hydrogène atmosphérique est partout ionisé, la convection est rendue plus difficile et les zones convectives n'apparaissent plus du fait que le rayonnement assure le transfert d'énergie nécessaire.

Considérons maintenant les atmosphères des étoiles différentes. Pour déterminer la densité $\rho$ de la photosphère solaire nous avons utilisé au § 121 cette considération que l'opacité de la quantité de la matière contenue dans la couche atmosphérique d'une épaisseur $H$ doit être non négligeable (avoir une épaisseur optique $\tau \approx 1$). Autrement dit

$$\rho \approx \frac{1}{\varkappa H}.$$

Si l'opacité de la matière dans les couches extérieures de toutes les étoiles était la même, les densités seraient inversement proportionnelles aux épaisseurs $H$. Mais l'opacité de la matière dépend fortement de la température, et ce qui importe surtout, de la pression due à la pesanteur. Plus la pesanteur, et, par conséquent, la pression, est grande, plus l'opacité est forte. Toutefois, nous venons de voir que l'épaisseur est précisément inversement proportionnelle à la pesanteur. C'est pourquoi le produit $\varkappa H$ de la formule (9.16) doit changer peu. Ceci explique pourquoi la différence entre les densités des photosphères stellaires est bien moins prononcée qu'entre leurs épaisseurs.

En effet, les photosphères des géantes et des supergéantes ne sont que 10 fois plus raréfiées que celle du Soleil, alors que les cou-

*Tableau 13*

**Caractéristiques physiques de la structure des étoiles**

| Classe de l'étoile | Masse ($\mathfrak{M}_\odot = 1$) | Luminosité ($L_\odot = 1$) | Rayon ($R_\odot = 1$) | Conditions au centre de l'étoile | | Source d'énergie principale | Conditions dans la photosphère | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | $T_0$ (°K) | $\rho_0$ (g/cm³) | | $H_c$ (km) | $T$ (°K) | $\rho$ (g/cm³) |
| Naine B0 | 10 | $3 \cdot 10^3$ | 4 | $3 \cdot 10^7$ | 8 | Cycle de carbone | 1 000 | 20 000 | $10^{-9}$ |
| Naine G2 (Soleil) | 1 | 1 | 1 | $1,3 \cdot 10^7$ | 130 | Cycle proton-proton | 180 | 6 000 | $10^{-7}$ |
| Naine M0 | 0,5 | 0,5 | 0,6 | $10^7$ | 65 | Ibidem | 160 | 3 300 | $3 \cdot 10^{-7}$ |
| Géante K0 | 3 | $2 \cdot 10^2$ | 20 | $4 \cdot 10^7$ | $3,5 \cdot 10^5$ | Ibidem, mais dans la couche mince entre le noyau et l'enveloppe | 20 000 | 4 100 | $10^{-8}$ |
| Naine blanche | 0,9 | $10^{-3}$ | $10^{-2}$ | $10^7$ | $1,5 \cdot 10^7$ | Energie thermique | 0,01 | 10 000 | $10^{-6}$ |

ches extérieures des naines blanches ne sont que 10 fois plus denses.

Ce sont les étoiles les plus chaudes de la partie supérieure de la série principale qui ont les atmosphères les plus raréfiées. Leurs photosphères sont des centaines de fois plus raréfiées que celle du Soleil, ce qui correspond aux conditions dans les couches les plus basses de la chromosphère.

Nous avons étudié ainsi dans cette section les traits les plus importants et la structure des étoiles normales qui occupent des positions différentes dans le diagramme de Hertzsprung-Russel. A titre de bilan, le tableau 13 donne les caractéristiques des étoiles les plus typiques dont les trois premières, y compris le Soleil, reposent dans la série principale, une (classe B0) se situe nettement plus haut, et une autre (classe M0), nettement plus bas que le Soleil. La quatrième étoile est une géante rouge typique à masse légèrement supérieure à celle du Soleil. Enfin, la dernière étoile appartient aux naines blanches qui occupent la partie la plus basse du diagramme de Hertzsprung-Russel.

Il convient de tenir compte que tous les nombres du tableau 13 sont en principe fournis par des calculs grossiers préalables et, de plus, arrondis pour qu'il soit plus commode de les retenir.

## 2. Etoiles doubles

On voit souvent dans le ciel deux ou plusieurs étoiles très proches l'une de l'autre. En réalité, pour certains couples, la distance entre les deux étoiles est très grande, et elles n'ont aucun lien physique. Elles ne font que se projeter sur le ciel dans un voisinage serré et c'est pourquoi on leur donne le nom de *couples optiques*. A la différence de ces objets, on appelle *doubles physiques* les étoiles qui forment un système dynamique unique et qui gravitent sous l'action des forces d'attraction mutuelle autour d'un centre de gravité commun. Parfois, on observe trois et plus d'étoiles associées (systèmes triples et multiples). Si les composantes d'une étoile double sont suffisamment éloignées l'une de l'autre, de façon qu'on puisse les voir séparément, le système est dit *double* ou *binaire visuelle*. La nature double de certains couples serrés dont les composantes ne se résolvent pas à la vue ne peut être décelée que par la méthode photométrique (*variables à éclipses*) ou spectroscopique (*doubles* ou *binaires spectroscopiques*).

### § 154. Caractéristiques générales des systèmes doubles

Les étoiles doubles sont très fréquentes dans la nature et c'est pourquoi leur étude présente un grand intérêt non seulement pour rendre claire la nature de ces objets eux-mêmes, mais aussi pour

élucider les problèmes cosmogoniques de l'origine et de l'évolution stellaires.

Pour voir si le couple d'étoiles donné est associé physiquement et n'est pas simplement un couple optique, il faut réaliser des observations de grande durée, suffisantes pour déceler le mouvement orbital de l'une des composantes par rapport à l'autre. Avec une grande probabilité, la dualité physique des étoiles peut être établie d'après leurs mouvements propres (cf. § 91) qui, pour les étoiles formant un couple physique (composantes d'une étoile double), sont presque les mêmes.

Actuellement on connaît des dizaines de milliers d'étoiles proches qui forment des couples. Mais 10 % seulement d'entre elles trahissent d'une façon probante des mouvements orbitaux relatifs et seulement pour 1 % (à peu près pour 500 étoiles) on a réussi à calculer les orbites.

Le mouvement des composantes des doubles vérifie les lois de Képler (cf. § 40): les deux composantes décrivent dans l'espace des orbites elliptiques analogues (c'est-à-dire de même excentricité) autour d'un centre de gravité commun. Cette même excentricité caractérise l'orbite du compagnon par rapport à l'étoile principale ou primaire, cette dernière étant considérée comme fixe. Le demi-grand axe de l'orbite relative du compagnon autour de la principale est égal à la somme des demi-grands axes des orbites du mouvement des deux étoiles autour du centre de gravité. D'autre part, les grandeurs des demi-grands axes de ces deux ellipses sont inversement proportionnelles aux masses des étoiles. Ainsi, si l'on connaît d'après les observations l'orbite du mouvement relatif, la formule (2.23) permet de calculer la somme des masses des composantes de l'étoile double. Et si l'on connaît les relations des demi-axes des orbites des étoiles par rapport au centre de gravité, on peut trouver encore le rapport des masses, et, par conséquent, la masse de chaque étoile à part. C'est ce qui donne toute son importance en astronomie à l'étude des étoiles doubles: elle permet de déterminer une caractéristique essentielle de l'étoile, sa masse, dont la connaissance est nécessaire, comme nous l'avons vu, pour explorer sa structure interne et son atmosphère.

Pour définir les éléments de l'orbite d'une étoile double considérons l'orbite du compagnon $S_2$ par rapport à l'étoile principale $S_1$ (fig. 200). C'est une ellipse à demi-grand axe $a = a_1 + a_2$, où $a_1$ et $a_2$ sont les demi-axes des ellipses décrites par chaque étoile autour du centre de gravité. L'étoile principale $S_1$ se trouve au foyer de l'ellipse. Le point de l'orbite du compagnon le plus proche de l'étoile primaire s'appelle *périastre* ($P$), le point opposé est dit *apoastre* ($A$).

Le mouvement du compagnon par rapport à la primaire est caractérisé par les *éléments de l'orbite*: la grandeur de l'orbite est

déterminée par la *longueur du demi-grand axe a*; la forme, par l'*excentricité de l'orbite e*; la position du plan de l'orbite par rapport à l'observateur, par l'*angle d'inclinaison du plan de l'orbite i*, c'est-à-dire par l'angle qu'il forme avec le plan de l'image perpendiculaire au rayon visuel; le mouvement du compagnon est caractérisé par la

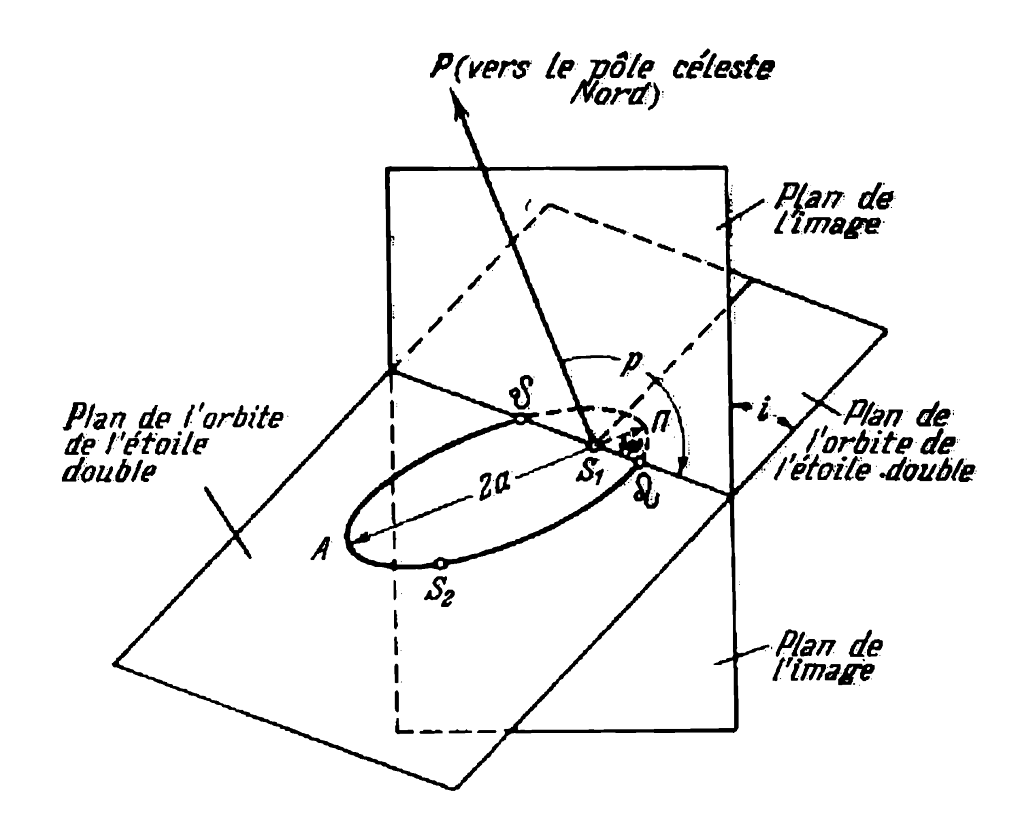



**Fig. 200. Eléments de l'orbite d'une étoile double.**

*période de révolution R*, exprimée généralement en années; la position du compagnon à un moment quelconque se détermine aisément si l'on donne l'*instant de passage du compagnon par le périastre T*.

A ces cinq éléments principaux il faut encore ajouter deux qui caractérisent la position du grand axe de l'ellipse orbitale dans l'espace. Les angles dans le plan de l'orbite se lisent à partir de l'un de ses *nœuds*. On appelle nœuds ☊ et ☋ les points d'intersection de l'orbite avec le plan de l'image. L'angle dans le plan de l'orbite entre le nœud et le périastre s'appelle *longitude du périastre* (ω). Dans le plan de l'image la position du nœud est déterminée par l'*angle de position p* compté de la direction du pôle céleste vers la ligne des nœuds. Ainsi, on ajoute deux éléments: *p*, l'angle de position de l'orbite (qu'on prend toujours inférieur à 180°) et ω, la longitude du périastre.

## § 155. Etoiles doubles visuelles

Les étoiles dont la dualité s'établit par l'observation au télescope s'appellent doubles visuelles. L'orbite visible du compagnon par rapport à l'étoile principale se trouve d'après des séries d'observations de grande durée réalisées à des époques différentes. A des erreurs d'observation près, ces orbites sont toujours des ellipses (fig. 201). Dans certains cas le mouvement propre complexe d'une

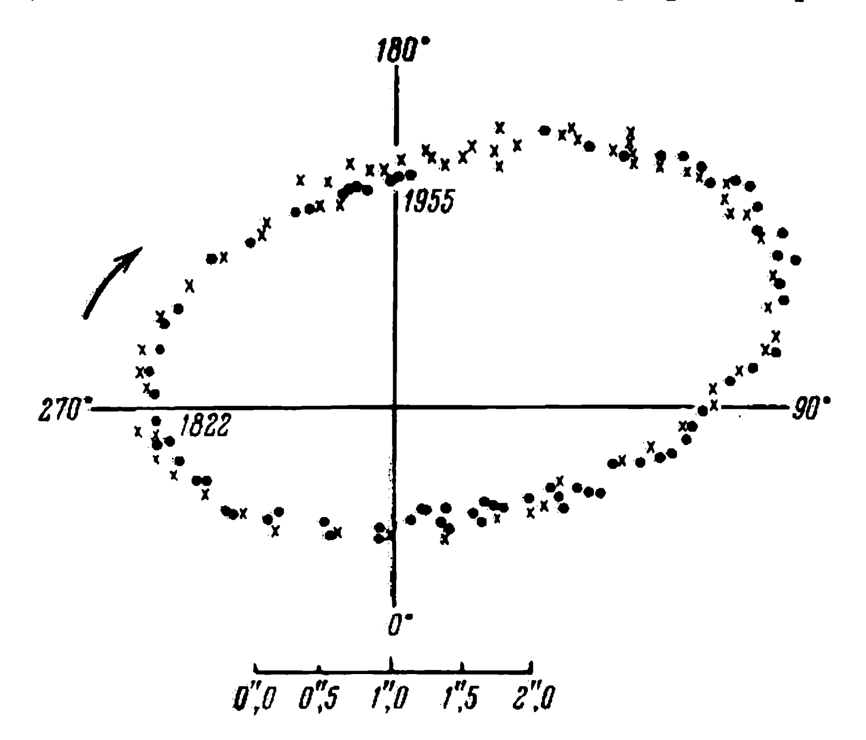



Fig. 201. Orbite visible de la double visuelle ξ Grande Ourse à période de 60 ans.

étoile simple par rapport aux étoiles du fond trahit la présence d'un compagnon rendu invisible soit par la proximité de la primaire, soit par sa luminosité bien plus faible (compagnon obscur). C'est précisément cette méthode qui a révélé les premières naines blanches, compagnons de Sirius et de Procyon, découvertes plus tard visuellement. Les mouvements propres et les orbites visibles de Sirius et de son compagnon sont représentés sur la figure 202.

L'orbite apparente d'une double visuelle est une projection de l'orbite vraie sur le plan de l'image. Pour déterminer tous les éléments d'une orbite, il faut connaître avant tout l'inclinaison $i$. Cet angle peut s'obtenir si l'on voit les deux étoiles. Sa détermination est basée sur le fait que dans la projection sur un plan perpendiculaire au rayon visuel, l'étoile principale ne se trouve plus au foyer de l'ellipse de l'orbite visible, mais en un autre point intérieur

quelconque. La position de ce point est déterminée univoquement par l'inclinaison $i$ et la longitude du périastre $\omega$. Ainsi, la détermination des éléments $i$ et $\omega$, de même que de l'excentricité $e$, est un problème strictement géométrique. Les éléments $R$, $M$ et $p$ s'obtiennent directement à partir des observations. Enfin, la valeur vraie du demi-grand axe $a$ et sa valeur apparente $a'$ sont liées par la relation évidente

$$a' = a \cos i. \qquad (11.24)$$

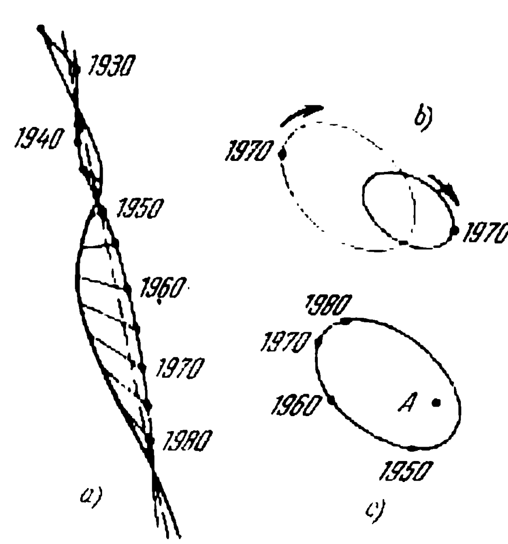



Fig. 202. Mouvement de Sirius et de son compagnon:
*a* — mouvements propres de Sirius (ligne grasse), du compagnon (ligne mince) et de leur centre de gravité (ligne tiretée); *b* — orbites visibles des deux étoiles autour du centre de gravité commun; *c* — orbite visible du compagnon par rapport à l'étoile principale.

Les valeurs de $a'$ et, par conséquent, de $a$, fournies par les observations sont mesurées en angles. Ce n'est qu'en connaissant la parallaxe de l'étoile qu'on peut obtenir la valeur du demi-grand axe en unités astronomiques (u.a.).

Jusqu'à présent on a enregistré plus de 60 000 systèmes de doubles visuelles. A peu près pour 2000 d'entre eux on a réussi à découvrir des mouvements orbitaux aux périodes variant de la valeur minimale de 2,62 ans pour ε Ceti jusqu'à des dizaines de milliers d'années. Mais ce n'est que pour environ 500 objets aux périodes ne dépassant pas 500 ans qu'on a réussi à calculer les orbites avec certitude.

## § 156. Variables à éclipses

On appelle variables à éclipses les couples d'étoiles serrés inséparables au telescope, tels que leur magnitude apparente varie périodiquement pour l'observateur terrestre par suite des éclipses de l'une composante par l'autre. L'exemple classique en est fourni par les étoiles Algol (βPersée) et βLyre. Les éclipses régulières de l'étoile principale par le compagnon et du compagnon par l'étoile principale font que la magnitude apparente totale des variables à éclipses change périodiquement.

Le diagramme qui matérialise la variation de l'éclat de l'étoile en fonction du temps s'appelle *courbe de lumière*. Le moment où la magnitude apparente est la plus faible s'appelle époque du maximum, et pour la magnitude apparente la plus grande, époque du minimum.

La différence entre le minimum et le maximum s'appelle *amplitude*, et l'intervalle de temps entre deux minima ou maxima consé-

cutifs, *période* de variabilité. Pour Algol, par exemple, cette période est de 2ʲ20ʰ49ᵐⁿ, et pour βLyre, 12ʲ21ʰ48ᵐⁿ.

D'après l'allure de la courbe de lumière d'une variable à éclipses, on peut trouver les éléments de l'orbite du mouvement de l'une des

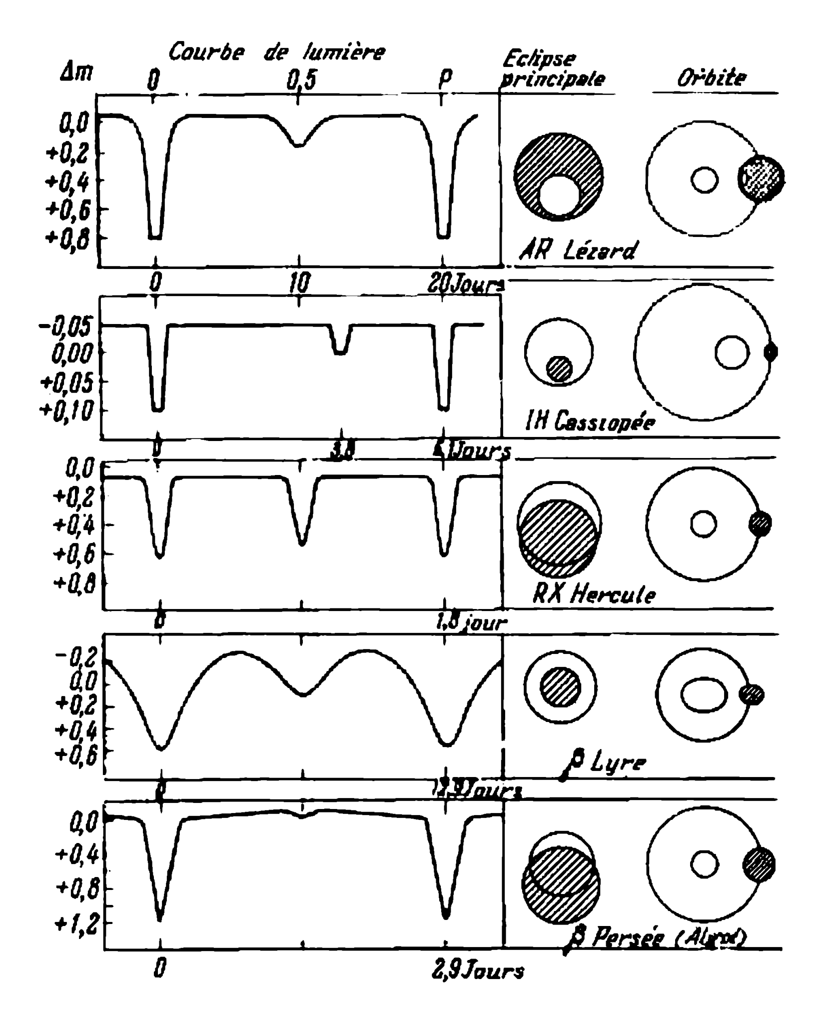



Fig. 203. Courbes de lumière des variables à éclipses et schématisation de la position des étoiles pendant l'éclipse.

composantes par rapport à l'autre, les dimensions relatives des composantes et, dans certains cas, se faire même une idée de leur forme. La figure 203 représente les courbes de lumière de certaines variables à éclipses et les schémas de leur mouvement établis sur la base de ces courbes. Toutes les courbes comportent deux minima ; l'un profond (le minimum principal qui correspond à l'éclipse de l'étoile principale par le compagnon), et l'autre faible (secondaire) qui apparaît lorsque l'étoile principale éclipse le compagnon.

Une exploration détaillée de courbes de lumière fournit les données suivantes sur les composantes des variables à éclipses :

1. Le caractère de l'éclipse (partielle, totale ou annulaire) est déterminé par l'inclinaison $i$ et les dimensions des étoiles. Lorsque $i = 90°$, l'éclipse est annulaire comme pour βLyre (cf. fig. 203). Lorsque le disque de l'une des composantes est complètement couvert par celui de l'autre, les domaines correspondants de la courbe de lumière comportent des plats correspondants (comme pour IH Cassiopée), ce qui témoigne de la constance de l'éclat global du système pendant un certain temps, tant que la plus petite des composantes ne passe devant ou derrière le disque de la plus grande. Dans le cas des éclipses partielles, les minima sont pointus (comme pour RX Hercule ou βPersée).

2. Les valeurs de la durée des minima permettent de trouver les rayons $R_1$ et $R_2$ des composantes exprimées en fractions du demi-grand axe de l'orbite, la durée de l'éclipse étant proportionnelle aux diamètres des étoiles.

3. Si l'éclipse est totale, la connaissance des rayons et du rapport entre les profondeurs des minima permet de calculer le rapport des températures effectives des composantes.

4. Le rapport entre les intervalles de temps du milieu du minimum principal au milieu du minimum secondaire et du milieu du minimum secondaire au milieu du minimum principal successif dépend de l'excentricité de l'orbite $e$ et de la longitude du périastre $\omega$. Plus précisément, la phase du minimum secondaire dépend du produit $e \cos \omega$. Si le minimum secondaire repose au milieu entre deux minima principaux (RX Hercule), l'orbite est symétrique par rapport au rayon visuel, et en particulier, elle peut être circulaire. L'asymétrie de l'emplacement du minimum secondaire permet de trouver le produit $e \cos \omega$.

5. L'inclinaison de la courbe de lumière observée parfois entre les minima rend possible l'évaluation quantitative de l'effet de réflexion du rayonnement de l'une des étoiles par l'autre, comme c'est le cas, par exemple, de βPersée.

6. Une variation progressive de la courbe de lumière, comme par exemple, de celle de βLyre, témoigne de la forme ellipsoïdale des étoiles due à la force des marées qui se manifeste entre les composantes très rapprochées des binaires serrées. On range parmi ces systèmes les étoiles du type βLyre et W Grande Ourse (fig. 204). Dans ce cas, la forme de la courbe de lumière suggère la forme des étoiles.

7. Les détails de la courbe de lumière dans la région des minima permettent parfois de juger sur la loi d'assombrissement du disque vers le bord. En général il est très difficile de mettre cet effet en évidence. Pourtant, à la différence du Soleil, c'est la seule méthode qui permette actuellement d'étudier la distribution de l'éclat suivant les disques stellaires.

Enfin, la forme de la courbe de lumière d'une variable à éclipses fournit en principe les éléments et les caractéristiques suivants du système :

$i$, l'inclinaison de l'orbite ; $R$, la période ; $T$, l'époque du minimum principal ; $e$, l'excentricité de l'orbite ; $\omega$, la longitude du périastre ; $R_1$ et $R_2$, les rayons des composantes exprimés en fractions du demi-grand axe ; pour les étoiles β Lyre, les excentricités des ellipsoïdes qui traduisent la forme des étoiles ; $L_1/L_2$, le rapport des luminosités des composantes ou $T_1/T_2$, celui de leurs températures.

Pour certains types particuliers des étoiles (Wolf-Rayet, par exemple), si elles sont à éclipses, on parvient à détérminer plusieurs caractéristiques supplémentaires.

La détermination de toutes ces quantités est une tâche compliquée qui ne se prête pas toujours à la résolution définitive. Dans les cas courants, on commence par définir en gros d'après l'allure générale de la courbe de lumière le type et l'orientation approchée de l'orbite pour calculer ensuite ses éléments.

Fig. 204. Schéma de l'éclipse et courbe de lumière de W Grande Ourse.

Actuellement on connaît plus de 4000 variables à éclipses de différents types. Leur période minimale est de l'ordre d'une heure ($81^{mn}38^{s}$ pour WZ Sge), la période maximale est de 57 ans (pour BM Eri). L'information sur les étoiles à éclipses devient plus complète et plus sûre lorsque les observations photométriques sont complétées par des observations spectrales.

## § 157. Etoiles doubles spectroscopiques

Les spectres de certaines étoiles donnent lieu à de petits dédoublements périodiques ou variations de l'emplacement des raies spectrales. Si ces étoiles sont des variables à éclipses, les variations des raies ont la même période que celles de l'éclat. De plus, au moment des conjonctions, lorsque le mouvement des deux étoiles est perpendiculaire à la ligne de visée, l'écart des raies spectrales par rapport à la position moyenne est nul. Aux autres moments, les raies spectra-

les communes à deux étoiles se dédoublent. Ce dédoublement atteint sa plus grande valeur lorsque la vitesse radiale des deux composantes est maximale, l'une se déplaçant dans le sens de l'observateur et l'autre dans le sens opposé. Si le spectre observé n'appartient qu'à une composante (celui de la deuxième n'étant pas visible à cause de sa faiblesse), au lieu du dédoublement des raies on observe leur déplacement tantôt vers le rouge tantôt vers le bleu. La relation entre le temps et la vitesse radiale déterminée d'après le déplacement des raies s'appelle *courbe de vitesses radiales.* Pour chaque cas

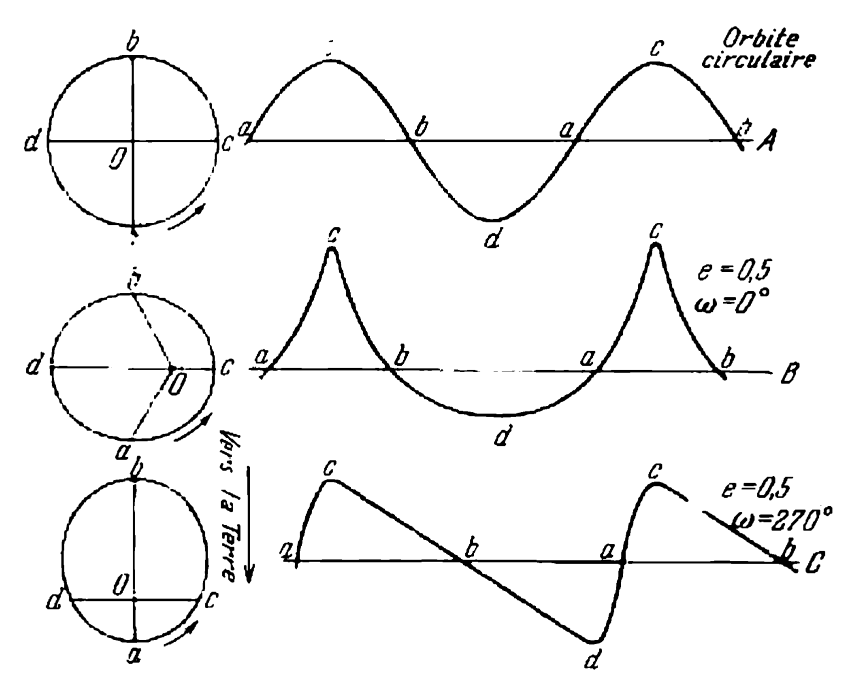



**Fig. 205. Courbes de vitesses radiales en fonction de la forme et de l'orientation des orbites des doubles spectroscopiques.**

représenté sur la figure 205 on donne à droite les courbes de vitesse radiales correspondantes. La forme de cette courbe n'est déterminée que par deux paramètres, l'excentricité de l'orbite $e$ et la longitude du périastre $\omega$.

Ainsi, la courbe de vitesses radiales permet de déterminer la combinaison de ces deux paramètres ou chacun d'eux pris isolément.

Les étoiles dont la dualité ne peut être établie que par observation spectrale s'appellent *doubles spectroscopiques.* A la différence des variables à éclipses dont les plans des orbites forment un angle très petit avec la ligne de visée ($i \approx 90°$), les doubles spectroscopiques peuvent s'observer également dans les cas où cet angle est bien plus grand, c'est-à-dire lorsque $i$ diffère sensiblement de 90°. Et c'est seulement lorsque le plan de l'orbite est proche du plan de l'image que le mouvement des étoiles ne produit pas de déplacement per-

ceptible des raies en rendant ainsi impossible l'établissement de la dualité des étoiles.

Si le plan de l'orbite passe par la ligne de visée ($i = 90°$), le déplacement maximal des raies spectrales permet de déterminer la valeur de la vitesse totale $V$ du mouvement des étoiles par rapport au centre de gravité en deux points diamétralement opposés de l'orbite. Ces valeurs sont les extréma de la courbe de vitesses radiales. La longitude du périastre $\omega$ et l'excentricité $e$ étant obtenues à partir de la forme de la courbe de vitesses radiales, on parvient par là même à déterminer sur la base de la théorie du mouvement elliptique tous les éléments de l'orbite. Mais si $i \neq 90°$, les vitesses radiales fournies par l'observation sont égales à $V_r = V \sin i$. C'est pourquoi bien que les valeurs absolues des paramètres linéaires de l'orbite (exprimées en kilomètres) puissent être déterminées spectroscopiquement, elles contiennent toutes un facteur indéterminé, $\sin i$, qui ne peut pas s'obtenir à partir des observations spectroscopiques.

Il résulte de ce qui vient d'être dit que lorsqu'on connaît la courbe de vitesses radiales d'une variable à éclipses (pour laquelle on peut obtenir $i$) les éléments de l'orbite et les caractéristiques de l'étoile que l'on obtient sont les plus sûrs et les plus complets. Toutes les grandeurs linéaires sont exprimées en kilomètres. On trouve ainsi non seulement les dimensions et les formes des étoiles, mais aussi leurs masses.

Actuellement on connaît environ 2500 étoiles dont la nature duale est établie seulement sur la base des observations spectrales. Pour 750 d'entre elles on a obtenu les courbes de vitesses radiales qui permettent de trouver les périodes de révolution et la forme de l'orbite.

### 3. Etoiles variables intrinsèques

On appelle variables intrinsèques les étoiles dont la luminosité varie sous l'action des processus physiques au sein de l'étoile elle-même. Le caractère de cette variation détermine la différence entre les variables *pulsantes* et *éruptives*, ainsi que les *novae* et les *supernovae* qui sont des cas particuliers des étoiles éruptives.

Toutes les variables, y compris les variables à éclipses, sont désignées par des symboles spéciaux, si seulement on ne leur avait pas affecté auparavant des lettres de l'alphabet grec. Les premières 334 variables de chaque constellation sont désignées par la succession des lettres de l'alphabet latin R, S, T, ..., Z, RR, RS, ..., RZ, SS, ST, ..., SZ, ..., ZZ, AA, ..., AZ, QQ, ..., QZ, en y ajoutant l'appellation de la constellation correspondante (par exemple: RR Lyre). Les variables qui suivent sont désignées V 335, V 336, etc. (par exemple : V 335 Cyg).

## § 158. Variables pulsantes

C é p h é i d e s. On appelle *céphéides* les variables intrinsèques pulsantes qui sont caractérisées par une forme particulière de la courbe de lumière et dont l'exemple typique est donné par la figure 206. La magnitude apparente de l'étoile change progressivement et périodiquement en fonction du temps, la luminosité variant de plusieurs fois (généralement de 2 à 6). Ce type d'étoiles doit son appellation à δ Céphée, l'une de ses représentantes classiques.

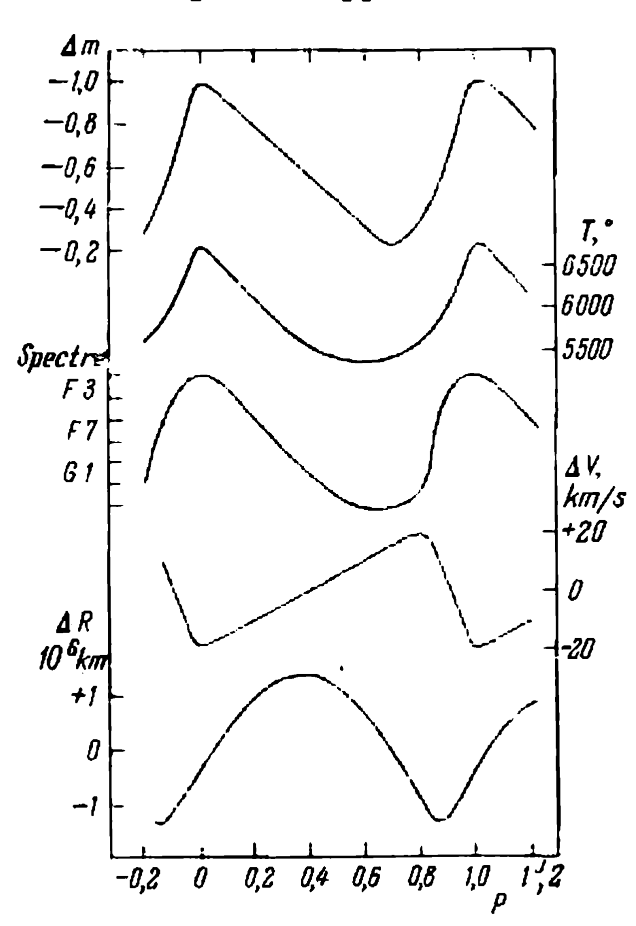



Fig. 206. Pulsation de δ Céphée.
Les courbes de haut en bas représentent respectivement les variations de la magnitude apparente, de la température, du spectre, de la vitesse radiale et du rayon de l'étoile.

Les céphéides se rapportent aux géantes et aux supergéantes des classes F et G, ce qui rend possible leur observation à des distances énormes dépassant de loin les limites de notre système stellaire, la Galaxie.

La période est une des caractéristiques essentielles des céphéides. Pour chaque étoile donnée elle est constante avec un grand degré de précision. Les valeurs des périodes très différentes s'échelonnent de 24 heures à quelques dizaines de jours.

Les variations de l'éclat s'accompagnent des variations synchronisées du spectre qui ne dépassent en moyenne les limites d'une classe. Cela signifie que la variation lumineuse des céphéides va de pair avec la modification de la température de leur atmosphère qui, en moyenne, atteint 1500°.

Le déplacement des raies spectrales des céphéides dont on parvient à observer le spectre témoigne de la variation périodique des vitesses radiales. Le déplacement maximal vers le rouge correspond au minimum, et vers le bleu, au maximum. Ainsi, la variation du rayon de l'étoile est également périodique.

Les particularités décrites traduisent le fait que les atmosphères des céphéides subissent des pulsations régulières. Par conséquent,

les conditions qui y règnent sont susceptibles de maintenir pendant longtemps à un niveau constant un processus oscillatoire caractéristique.

Comme nous l'avons vu au § 153, les propriétés les plus importantes d'une étoile sont déterminées par sa structure interne. En particulier, nous avons montré que la « combustion » de l'hydrogène au sein des géantes rouges forme un noyau d'hélium. La contraction gravitationnelle du noyau entraîne l'élévation de la température, l'augmentation de la densité, et, par conséquent, de la pression. Il en résulte que l'étoile se gonfle, comme on l'observe dans les géantes ordinaires. Toutefois, si la pression augmente brusquement, l'étoile passe par inertie par la position d'équilibre et sa dilatation atteint une valeur à laquelle la pression dans le noyau devient plus faible que dans l'enveloppe. Telle est l'origine de la fluctuation des céphéides. Pour les maintenir, l'apport de l'énergie doit être constant, analogue à la poussée d'un pendule dans une horloge. Il paraît que dans les céphéides cette énergie est accumulée par la contraction, lorsque dans l'enveloppe l'hélium ionisé se transforme en hélium neutre. L'opacité de la matière qui augmente alors détermine l'arrêt du flux d'énergie venant de l'intérieur et contribue ainsi à la dilatation ultérieure qui, de nouveau, augmente la transparence. Il en résulte le fait curieux trahi par les courbes de la figure 206: la température de l'étoile devient maximale lorsque son enveloppe s'approche de nous le plus vite.

Ces principes théoriques conduisent à des résultats quantitatifs qui s'accordent bien avec les observations. On en tire, en particulier, que la période de pulsation des céphéides est inversement proportionnelle à la racine carrée de leurs densités moyennes. Puisque la densité moyenne de l'étoile, pour les dimensions données, est déterminée par sa masse qui, à son tour, est liée d'une façon déterminée à sa luminosité, les céphéides doivent vérifier une relation entre la période et la luminosité.

L'existence d'une telle relation a été établie bien avant qu'on avait élucidé la nature des pulsations des céphéides. En étudiant les céphéides d'un des systèmes stellaires voisins (Petit Nuage de Magellan), on a remarqué que la période de la variation d'éclat est d'autant plus grande que la magnitude apparente est plus petite, c'est-à-dire que la céphéide paraît plus brillante. On a trouvé que cette relation est linéaire. Le fait que toutes les étoiles étudiées appartenaient au même système entraînait que les distances qui nous en séparent sont pratiquement les mêmes. C'est pourquoi la relation révélée déterminait simultanément pour les céphéides la relation entre la période $P$ et la magnitude absolue $M$ (ou la luminosité $L$) (fig. 207).

La difficulté principale de la détermination du zéro de cette relation est celle qu'il est impossible d'obtenir la distance jusqu'à

l'une des céphéides connues par la méthode trigonométrique et il faut recourir à des méthodes indirectes bien moins sûrés. C'est pourquoi, bien que l'allure de la courbe représentée sur la figure 207 puisse être établie avec certitude, d'après l'étude des étoiles éloignées à la même distance des amas, son déplacement en ordonnées suivant l'axe vertical (point zéro) est moins connu et impose une mise au point.

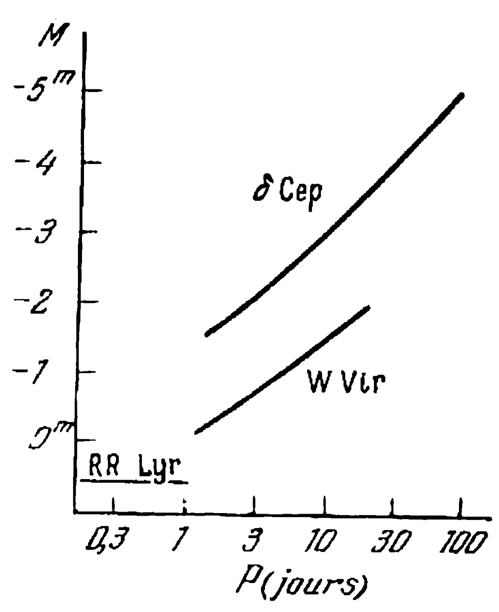


Fig. 207. Relation période-luminosité pour les céphéides.

Actuellement on peut considérer que la position des courbes de la figure 207 est connue avec une précision au moins à quelques dixièmes de magnitude près.

L'existence d'une relation entre la période et la magnitude absolue des céphéides joue en astronomie un rôle d'une importance exceptionnelle: elle rend possible la détermination de la distance à des objets très éloignés, lorsque toutes les autres méthodes sont inopérantes.

En effet, supposons que dans un certain amas d'étoiles on ait découvert une céphéide à période de trois jours et à magnitude apparente de $+13^m$. D'après la courbe supérieure de la figure 207 on trouve sa magnitude absolue $M = -2^m$. Le module de distance est alors $m - M = 15^m$ et d'après la formule (11.6) la distance est de 10 000 pc.

Etoiles du type RR Lyre. Outre les céphéides, il existe encore quelques types de variables pulsantes dont l'emplacement sur le diagramme de Hertzsprung-Russel est donné par la figure 208. Parmi ces étoiles les plus connues sont celles du type RR Lyre appelées autrefois céphéides à courte période par suite de leurs caractéristiques qui ressemblent à celles des céphéides ordinaires (fig. 209). Les étoiles RR Lyre sont des géantes de la classe spectrale A. Elles occupent un secteur très étroit sur le diagramme de Hertzsprung-Russel qui correspond à une luminosité presque égale pour tous les objets de ce type et qui est plus de cent fois supérieure à la luminosité du Soleil. Les périodes des étoiles RR Lyre s'échelonnent de 0,2 à 1,2 jour. L'amplitude de la variation de l'éclat atteint une magnitude.

Autres types des variables pulsantes. Un type intéressant des variables pulsantes est celui d'un petit groupe d'étoiles β Céphée (ou β Grand Chien) qui sont essentiellement des géantes des sous-classes spectrales jeunes B (en moyenne,

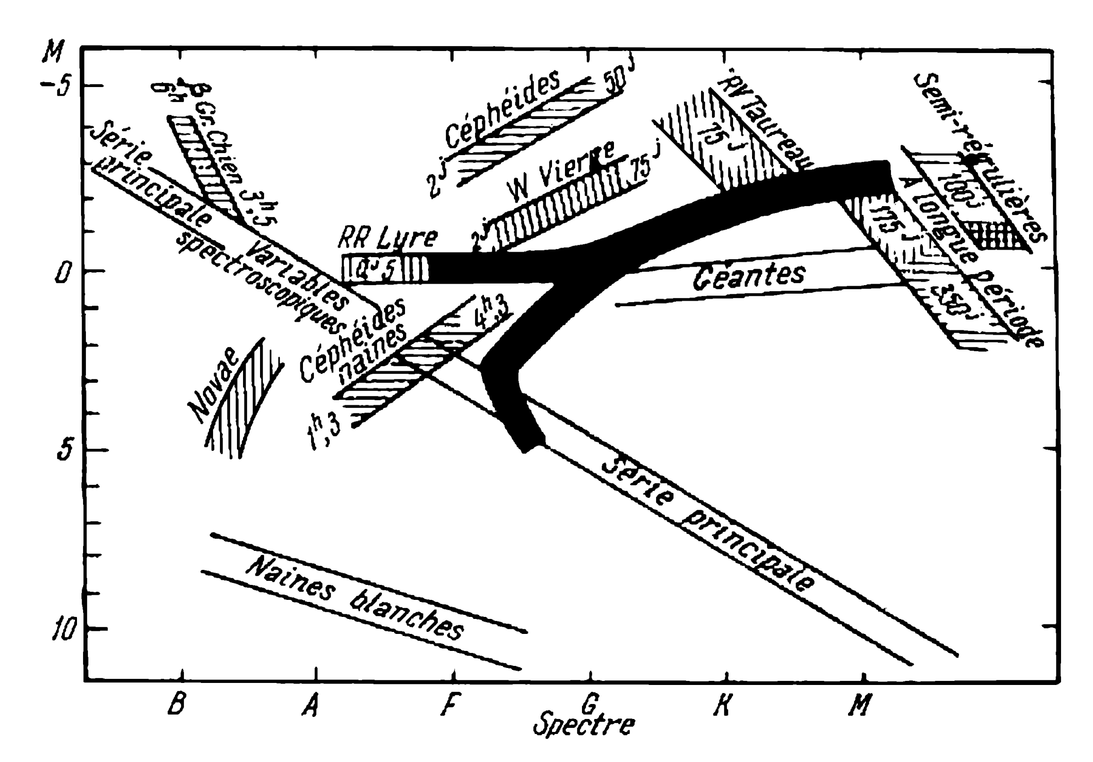



Fig. 208. Position de différents groupes de variables sur le diagramme de Hertzsprung-Russel.

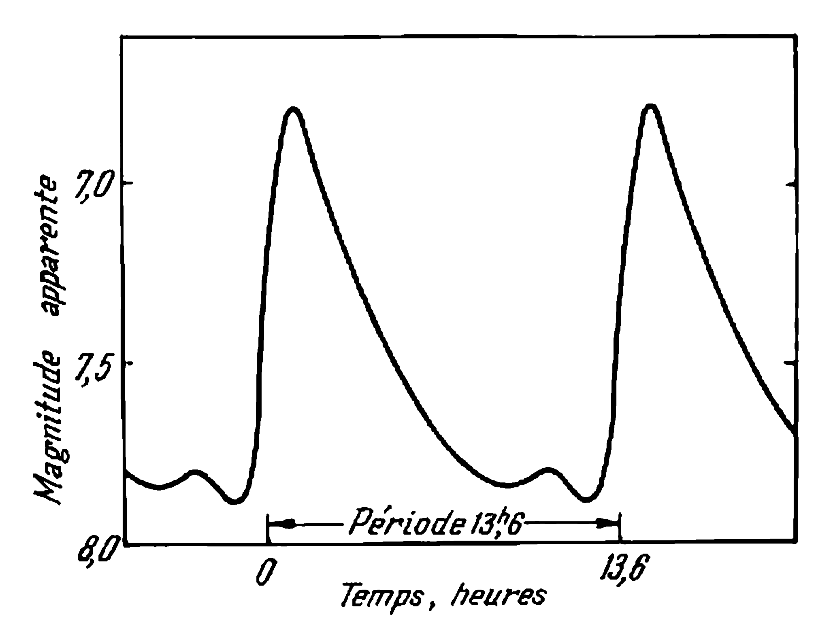



Fig. 209. Courbe de lumière de RR Lyre.

classe B2 III). Sur le diagramme de Hertzsprung-Russel elles se situent à droite de la partie supérieure de la série principale (fig. 208). D'après le caractère de leur variabilité et la forme de la courbe de lumière, ces objets s'assimilent aux étoiles RR Lyre mais s'en distinguent par une amplitude extrêmement petite de la variation d'éclat ne dépassant pas $0^m,2$. Leurs périodes sont comprises dans les limites de 3 à 6 heures ; de même que les céphéides, elles vérifient la relation période-luminosité. Il est fréquent que leurs courbes de vitesses radiales traduisent des variations de phase, de forme et d'amplitude.

Parmi les étoiles chaudes de la classe B animées essentiellement d'une rotation rapide, on trouve souvent des étoiles aux raies d'émis-

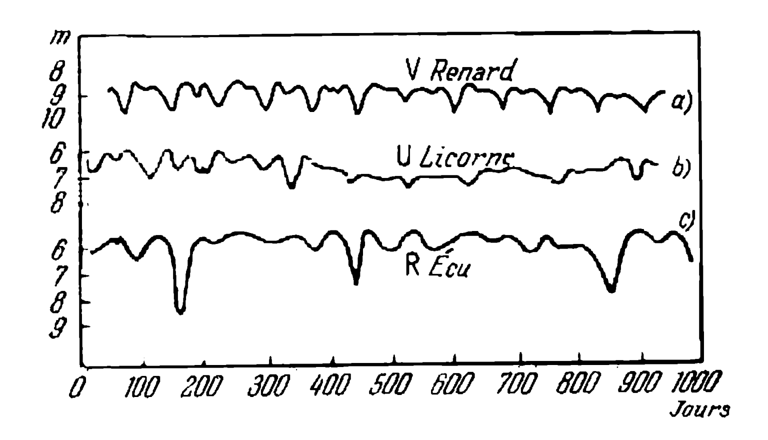



Fig. 210. Courbes de lumière des étoiles RV Taureau.

sion d'hydrogène, parfois d'hélium et d'autres éléments. Généralement, les étoiles de ce type possèdent des spectres variables et l'amplitude de leurs variations d'éclat se situe entre $0^m,1$ et $0^m,2$, ces variations ayant une allure irrégulière et étant associées probablement à l'évasion de la matière due à une rotation rapide.

Outre les étoiles pulsantes à variation lumineuse régulière, il existe plusieurs types d'étoiles dont le caractère de la courbe de lumière change. Parmi elles se dégagent les *étoiles du type* RV *Taureau* pour lesquelles les variations lumineuses sont caractérisées par l'alternance des minima profonds et de faible profondeur (plats) (fig. 210) avec une période de 30 à 150 jours et dont l'amplitude varie de 0,8 à 3,5 magnitudes. Les étoiles RV Taureau appartiennent aux classes spectrales F, G et K. Vers l'époque du maximum, dans le spectre de nombreuses d'entre elles apparaissent des raies d'émission brillantes, et vers le minimum, des bandes d'absorption du titane. C'est là un témoignage du fait que le spectre des étoiles RV Taureau combine les traits des classes spectrales jeunes des étoiles chaudes avec ceux des étoiles froides des classes spectrales avancées. Les

étoiles RV Taureau constituent un élément intermédiaire entre les céphéides et d'autres types des variables pulsantes.

Les étoiles du type μ Céphée appartiennent à la classe spectrale M et s'appellent variables *semi-régulières rouges*. Elles se distinguent parfois par des variations régulières très fortes à période allant de quelques dizaines à quelques centaines de jours.

Les variables semi-régulières voisinent sur le diagramme de Hertzsprung-Russel avec les étoiles de la classe M dont on ne réussit

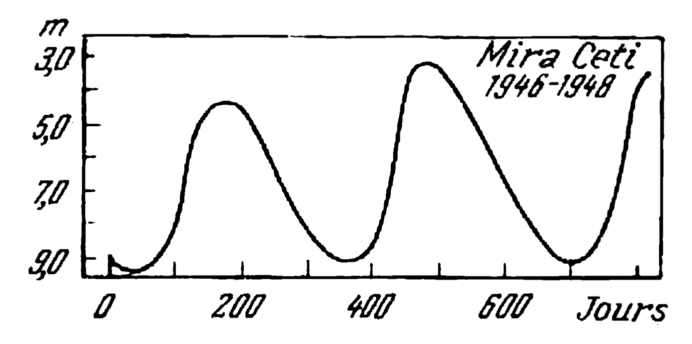



Fig. 211. Courbe de lumière de Mira Ceti.

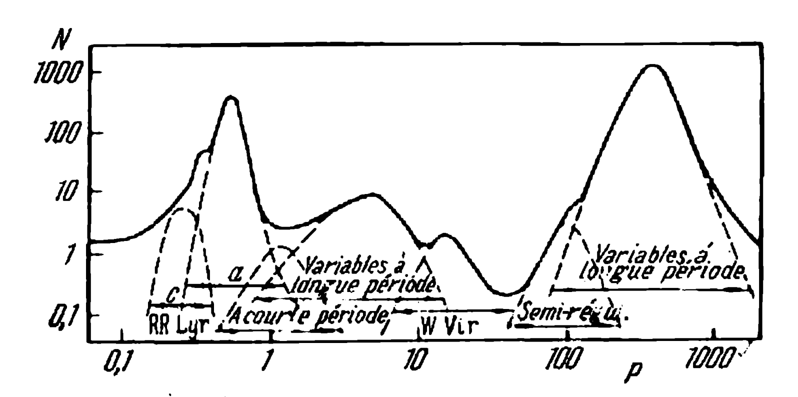



Fig. 212. Nombre relatif des variables pulsantes de périodes différentes.

pas à déceler la répétition de la variation lumineuse (*variables irrégulières*). Au-dessous d'elles se trouvent les étoiles aux raies d'émission des classes spectrales Me, Re, Ne et Se qui changent elles aussi irrégulièrement mais progressivement leur éclat en de très grands intervalles de temps (70 à 1300 jours) et dans de très grandes limites (jusqu'à $7^m$). Une de leurs représentantes remarquables est o Baleine ou Mira Ceti dont la courbe de lumière est représentée sur la figure 211. C'est pourquoi toute cette classe s'appelle *variables à longue période du type Mira Ceti*. Les spectres de ces étoiles comportent toujours des raies d'émission de l'hydrogène (au maximum) ou des métaux (avant le minimum). Leur période varie autour de la moyenne de 10 % dans les deux sens.

Les groupes des variables pulsantes forment une série des étoiles à période ou cycle de pulsation de durée croissante. Cette série devient particulièrement manifeste surtout si l'on tient compte du nombre d'étoiles de types différents à valeur donnée de la période contenues dans un volume déterminé de l'espace. Ceci est illustré par le diagramme de la figure 212 qui montre que les périodes de la plupart des variables pulsantes sont voisines des valeurs $0^j,2$ (type RR Lyre), $0^j,5$ et $5^j$ (céphéides classiques), $15^j$ (variété des céphéides que sont les étoiles du type W Vierge), $100^j$ (semi-régulières) et $300^j$ (à longue période). Si l'on retient que toutes ces étoiles sont des géantes des classes spectrales de plus en plus avancées, il semble que pour les géantes la pulsation est un phénomène naturel associé d'une façon définie à leur température.

## § 159. Variables éruptives et pulsars

Variables de faible éclat. La plupart des variables pulsantes se rapportent aux géantes, c'est-à-dire aux objets d'éclat important. Parmi les étoiles à éclat plus faible (naines) il existe également des variables de types différents dont le nombre total connu est environ 10 fois inférieur au nombre de géantes à pulsation. Toutes elles manifestent leur variabilité sous la forme d'*éruptions* qui se répètent et qui peuvent s'expliquer par des éjections différentes de la matière. D'où l'appellation affectée au groupe tout entier, les novae, y compris des variables éruptives.

Plus de la moitié des objets éruptifs connus appartiennent aux *étoiles du type* RW *Cocher*. Leur éclat varie suivant une allure tellement irrégulière qu'il est impossible de la décrire par une loi quelle qu'elle soit. La magnitude apparente d'une étoile RW Cocher peut changer tantôt très vite (jusqu'à $1^m$ en $1^h$), tantôt très lentement ($0^m,1$ en $1^j$). Dans ces conditions, les amplitudes de la variation d'éclat changent également dans de grandes limites (de $0^m,1$ à $3^m$). La grande majorité des étoiles de ce type appartiennent à la classe spectrale G, bien qu'il existe parmi elles des objets de toutes les classes de B à M. Le spectre de toutes ces étoiles se distingue par la présence des raies d'émission brillantes, ainsi que dans plusieurs cas par celle d'une émission supplémentaire dans le spectre continu.

Une variété importante des étoiles RW Cocher est le groupe d'étoiles des classes spectrales avancées dont les raies d'émission dans le spectre rappellent les raies brillantes de la chromosphère solaire. Elles se nomment *étoiles du type* T *Taureau* (T Tau).

En plus des étoiles du type RW Cocher il existe encore quelques types d'étoiles éruptives dont nous n'allons indiquer que deux.

*Variables du type* U *Gémeaux*. Ce sont des naines des classes spectrales B et A qui manifestent généralement de faibles variations

d'éclat. Cependant, de temps en temps, en un ou deux jours leur éclat diminue de 2 à $6^m$ pour reprendre dans quelques jours sa valeur initiale.

*Etoiles du type* UV *Baleine*. Ces naines des classes spectrales de M3e à M6e, c'est-à-dire au spectre comportant des raies d'émission, subissent parfois des explosions très courtes d'amplitude allant de 1 à $6^m$. La durée totale de l'explosion est de quelques dizaines de minutes, le maximum étant atteint en quelques dizaines de secondes, une fois l'explosion déclenchée.

N o v a e. Le terme de « nova » ne traduit pas l'apparition d'une étoile nouvelle, il témoigne seulement d'une étape déterminée dans la variabilité de certaines étoiles.

On appelle novae des variables éruptives d'un type particulier dans lesquelles on a observé ne serait-ce qu'une fois une augmentation brusque et inattendue d'éclat (explosion) au moins de 7 à 8 magnitudes. Le plus souvent pendant l'explosion la magnitude apparente diminue de 10 à $13^m$, ce qui correspond à une luminosité devenue des dizaines et des centaines de milliers de fois plus forte. En moyenne la magnitude absolue atteint au maximum $-7^m$. Avant et après l'explosion les novae sont des naines très chaudes. Dans la phase maximale de l'explosion elles ressemblent à des géantes des classes spectrales de A à F.

Si l'explosion d'une même nova a été observée au moins deux fois, on l'appelle alors nova *récurrente*. Généralement, l'accroissement de l'éclat d'une nova récurrente est quelque peu plus faible que celui d'une nova classique.

Des 300 novae connues de nos jours, 150 se trouvent dans notre Galaxie et plus de 100 dans la Nébuleuse d'Andromède. Les sept novae récurrentes connues ont donné lieu en tout à près de 20 explosions. De nombreuses novae (il se peut même que toutes), ainsi que des novae récurrentes, sont des systèmes doubles serrés. Après l'explosion, les novae manifestent souvent une faible luminosité.

Les courbes de lumière des novae sont très particulières permettant de diviser tous les phénomènes dont ces objets sont le siège en quelques étapes (fig. 213). Le *début de l'explosion* est très rapide (2 à 3 jours), mais peu avant d'atteindre le maximum, l'augmentation de l'éclat ralentit quelque peu (*montée terminale*). Le maximum franchi, l'éclat commence à diminuer, ce qui dure des années. Pendant les trois premières magnitudes la chute de l'éclat est progressive. Parfois on observe des maxima secondaires. Ensuite vient l'étape transitoire qui se distingue soit par la diminution régulière de l'éclat qui s'affaiblit encore de trois magnitudes, soit par des oscillations d'éclat. Parfois on observe une chute brusque de l'éclat suivie d'un retour lent à la valeur antérieure. La chute définitive de l'éclat est assez régulière. Finalement l'étoile acquiert le même éclat qu'elle avait avant l'explosion.

Cette marche de la variation de l'éclat d'une nova montre que son explosion est provoquée par l'instabilité au sein de l'étoile. D'après des hypothèses différentes, cette instabilité peut être due dans certaines étoiles chaudes soit aux processus intérieurs qui déterminent le dégagement de l'énergie, soit à l'action de quelques facteurs extérieurs.

L'énergie totale dégagée par une explosion de nova dépasse $10^{45}$-$10^{46}$ ergs. Pour fournir une telle énergie le Soleil doit rayonner

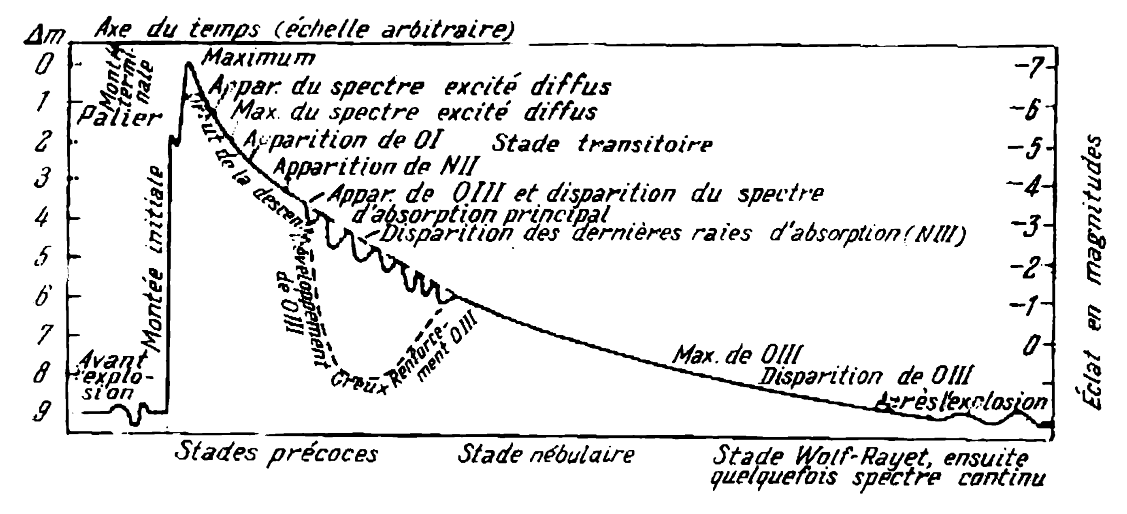



Fig. 213. Courbe de lumière schématisée d'une nova.

pendant $10^4$ à $10^5$ ans. L'émission brusque d'une aussi grande énergie entraîne que sous l'effet de la pression de lumière, les couches extérieures de l'étoile se détachent à une grande vitesse sous la forme d'une enveloppe à masse de $10^{-4}$ à $10^{-5}$ $\mathfrak{M}_{\odot}$. L'étoile rejette rapidement cette enveloppe, phénomène associé probablement à la propagation d'une onde de choc. Il en résulte la formation autour de la nova d'une nébuleuse. Presque dans toutes les novae les plus proches de nous on a découvert des nébuleuses de gaz en dilatation. Aux premières étapes de l'explosion, lorsque la dilatation fait que le rayon de l'enveloppe devient des centaines de fois plus grand, la densité et la température des couches extérieures de l'étoile diminuent. L'étoile de la classe O initialement chaude acquiert les spectres des classes de A à F. Toutefois, malgré le refroidissement, l'éclat global de l'étoile croît rapidement par suite de la lumière puissante émise par les gaz et de l'augmentation du rayon de l'enveloppe. C'est pourquoi peu avant le maximum, l'étoile a un spectre de supergéante des classes A à F (raies fines parmi lesquelles ressortent les raies d'hydrogène). Pourtant, la particularité importante de ce spectre de *prémaximum* est un fort décalage des raies d'absorption vers le violet, qui correspond au déplacement de la matière rayonnante dans notre direction à la vitesse de quelques dizaines

ou centaines de kilomètres par seconde. C'est à ce moment que se produit la dilatation de l'enveloppe dense que la nova possède à cette étape.

Au maximum, la forme du spectre change brusquement. On voit apparaître ce qu'on appelle le *spectre principal*. Ses raies sont déplacées vers le violet à la grandeur qui correspond à la vitesse de dilatation d'environ 1000 km/s. Cette variation du spectre est due au fait qu'en se dilatant l'enveloppe devient plus mince et donc plus transparente, en rendant visibles des couches plus profondes. Ces couches de l'enveloppe se dilatent beaucoup plus vite que les couches extérieures sous l'action de la pression de lumière produite par le flux lumineux puissant. Ainsi, dans l'ensemble, l'enveloppe est animée d'un mouvement complexe d'allure semblable aux phénomènes dynamiques d'une onde de choc. Dès après le maximum, dans le spectre apparaissent des raies d'émission très larges et brillantes qui ont la forme de bandes et qui appartiennent essentiellement à l'hydrogène, au fer et au titane. Chacune de ces bandes couvre tout l'intervalle du spectre de la raie d'absorption correspondante du spectre principal déplacée vers le violet à la position non déplacée de cette même raie. Cela signifie que l'enveloppe est déjà si raréfiée qu'on voit ses différentes couches animées des vitesses les plus différentes.

Après le maximum, l'éclat commence à diminuer. Lorsqu'il tombe environ à $1^m$, apparaît le *spectre excité diffus* composé de raies d'absorption fortement étalées d'hydrogène et de métaux ionisés, ainsi que des bandes brillantes spécifiques. Le spectre excité diffus se superpose sur le spectre principal, et son intensité se renforce progressivement. Par la suite, le *spectre d'Orion*, propre aux étoiles chaudes de la classe B, vient s'ajouter au précédent. L'apparition du spectre excité diffus suivi du spectre d'Orion témoigne du fait que l'étoile éjecte la matière avec une vitesse toujours plus grande à partir des couches toujours plus profondes et plus chaudes.

Vers le début de l'étape transitoire le spectre excité diffus disparaît, alors que le spectre d'Orion devient le plus intense. Lorsque ce dernier disparaît également, sur le fond du spectre continu qui porte superposées de larges bandes d'absorption, apparaissent et se renforcent progressivement des raies d'émission propres aux nébuleuses raréfiées (*étape nébulaire*). Cette dernière témoigne d'une raréfaction encore plus poussée de la matière de l'enveloppe et de la formation autour de celle-ci d'une nébuleuse souvent observée après l'explosion d'une nova. Une fois revenu à l'état initial, le spectre de nova subit le stade Wolf-Rayet des étoiles chaudes.

S u p e r n o v a e. On appelle supernovae les étoiles qui explosent à la manière des novae, mais qui atteignent au maximum la magnitude de $-11$ à $-18^m$.

Leur éclat augmente de plus de $19^m$, c'est-à-dire des dizaines de millions de fois. L'énergie globale rayonnée par une supernova pendant l'explosion dépasse $10^{48}$ à $10^{49}$ ergs, des milliers de fois plus grande que pour les novae. La photographie a enregistré près de 60 explosions de supernovae dans d'autres galaxies que la nôtre, leur éclat étant souvent comparable à l'éclat global de la galaxie tout entière dans laquelle on a observé l'explosion.

D'après les descriptions des observations plus anciennes réalisées à l'œil nu, on a établi que quelques cas d'explosion des supernovae ont eu également lieu dans notre Galaxie. La plus intéressante est la supernova de 1054 mentionnée dans les annales. Elle est apparue dans le Taureau et a été observée par des astronomes chinois et japonais sous la forme d'une « hôte » qui s'est épanouie subitement devenant plus brillante que Vénus et qui était visible même pendant le jour.

Un autre phénomène analogue a été observé en 1572 et décrit avec bien plus de détails par l'astronome danois Tycho Brahé. Il a noté l'apparition subite d'une « nouvelle » étoile dans la constellation de Cassiopée. En quelques jours, cette étoile en augmentant rapidement son éclat est devenue plus brillante que Vénus. Bientôt son rayonnement a commencé à décroître, cette décroissance s'accompagnant des variations d'intensité et de petites explosions. Dans deux ans elle est devenue imperceptible à l'œil nu. En 1604 une explosion de supernova a été observée par Képler dans le Serpentaire.

Bien que ce phénomène s'assimile à une explosion de nova ordinaire, son échelle est bien plus grande, sa courbe de lumière régulière se modifiant lentement de même que le spectre. D'après le caractère du spectre dans le voisinage du maximum, on distingue deux types de supernovae.

*Supernovae de type I.* Dans le voisinage du maximum ces supernovae ont un spectre continu dans lequel on ne discerne aucune raie. Par la suite on voit apparaître des bandes d'émission très larges dont la position ne coïncide avec aucune des raies spectrales connues. La largeur de ces bandes correspond à la dilatation des gaz à la vitesse allant jusqu'à 6000 km/s. L'intensité, la structure et la position des bandes changent souvent en fonction du temps. Six mois après le maximum on voit apparaître des bandes qu'on identifie au spectre de l'oxygène neutre.

L'éclat des *supernovae du type II* est de 10 fois plus faible que celui du type I. Leurs spectres se distinguent par une extrémité violette brillante. De même que dans les spectres des novae ordinaires, on y observe des raies d'absorption et d'émission identifiées à l'hydrogène, à l'azote ionisé et à d'autres éléments.

Un grand intérêt présentent les nébuleuses gazeuses à dilatation rapide qu'on a réussi à déceler dans quelques cas à l'emplacement

des supernovae du type I. La plus remarquable est la célèbre Nébuleuse du Crabe dans le Taureau (fig. 214). Le dédoublement de ses raies d'émission traduit son expansion à la vitesse de 1000 km/s. Les dimensions actuelles de la Nébuleuse sont telles que l'expansion à cette vitesse n'a pas pu commencer avant d'il y a 900 ans, c'est-à-dire exactement à l'époque de l'explosion de la supernova de 1054.

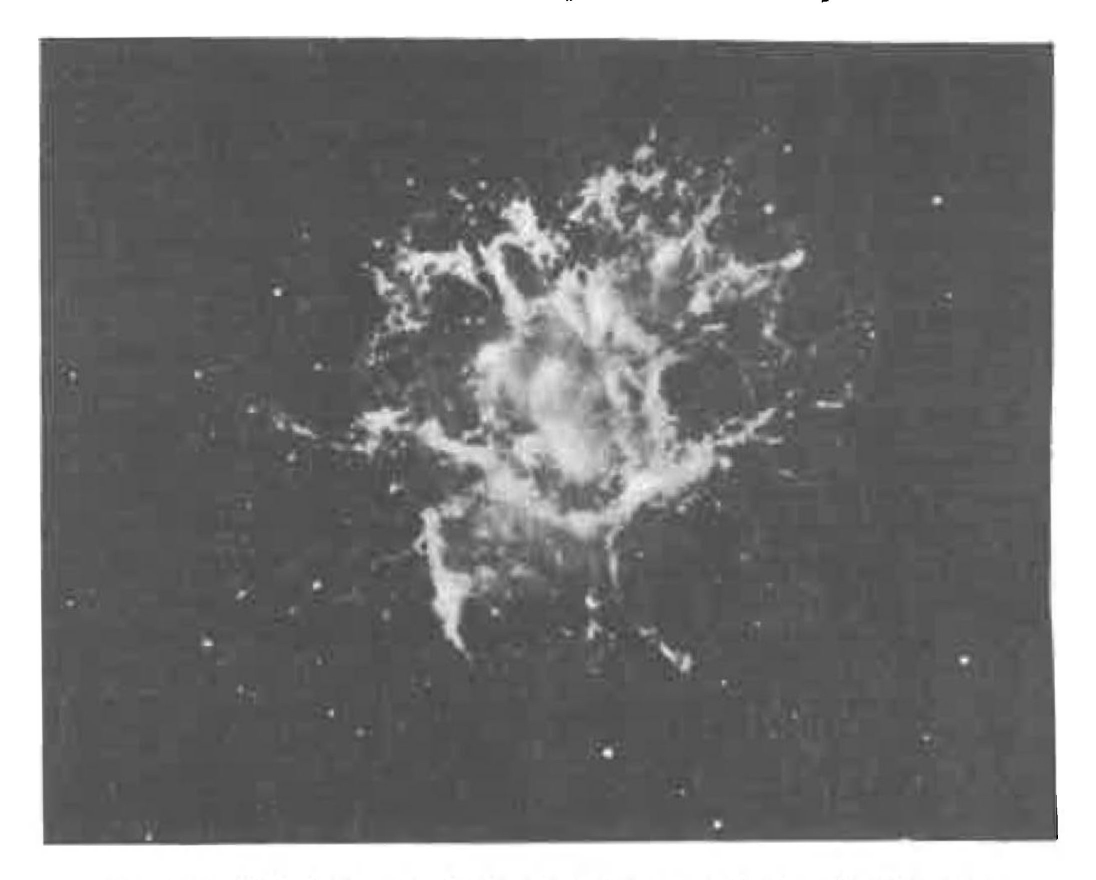


Fig. 214. Nébuleuse du Crabe dans la constellation du Taureau.

La coïncidence quant à l'emplacement et le temps de la Nébuleuse du Crabe avec la « hôte » décrite dans les annales chinoises témoigne de la possibilité de la formation de la nébuleuse dans la constellation du Taureau par suite de l'explosion d'une supernova.

La Nébuleuse du Crabe présente plusieurs traits remarquables: 1) plus de 80 % de son rayonnement visible concerne le spectre continu; 2) sa forme est amorphe en lumière blanche; 3) ses filaments isolés rayonnent un spectre d'émission aux raies de métaux ionisés et d'hydrogène (ces dernières sont plus faibles) propre aux nébuleuses; 4) le rayonnement est polarisé dans certaines régions de la nébuleuse presque complètement; 5) la Nébuleuse du Crabe est l'une des plus puissantes sources de rayonnement radio dans la Galaxie.

Voici l'une des explications possibles de ces traits particuliers. L'explosion de la supernova de 1054 a produit en quantité des électrons libres d'énergies cinétiques immenses (électrons relativistes). Ils se déplacent à des vitesses voisines à celle de la lumière. Les processus d'une accélération aussi forte des particules se poursuivent également à notre époque. Le rayonnement continu dans le domaine visible du spectre, de même que dans la plage des ondes radio, est produit par le freinage des électrons relativistes dans leur mouvement en spirale autour des lignes de force des champs magnétiques faibles. Un tel mouvement doit être polarisé, ce qui s'observe en réalité.

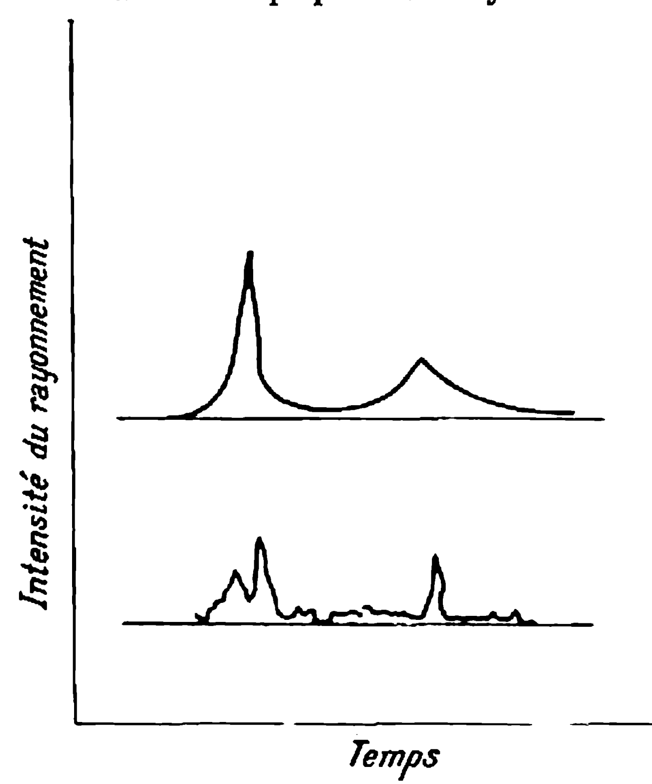



**Fig. 215. Enregistrements simultanés des impulsions optiques (en haut) et radio du pulsar NP 0532 au centre de la Nébuleuse du Crabe.**

Des nébuleuses faibles et des sources de rayonnement radio de puissances différentes ont été décelées également à l'emplacement d'autres supernovae explosées dans la Galaxie, qui sont, de même que la Nébuleuse du Crabe, des sources puissantes de rayonnement radio. Jusqu'à ces derniers temps il n'était pas clair du tout quel est le mécanisme de l'apport constant dans la Nébuleuse du Crabe des électrons relativistes nouveaux, alors que le phénomène de l'explosion de la supernova a pris fin depuis bien longtemps. La lumière sur ce problème n'a été projetée qu'après la découverte des objets tout à fait inédits.

P u l s a r s. En août 1967, à Cambridge (Angleterre) on a enregistré un rayonnement radio cosmique émis par des sources ponctuelles sous la forme d'impulsions bien nettes se succédant rigoureusement l'une à l'autre (fig. 215). La durée d'une impulsion isolée émise par une telle source varie de quelques millisecondes à quelques dixièmes de seconde. La netteté des impulsions et la régularité extraordinaire de leur répétition permettent de déterminer avec une très grande précision les périodes des pulsations de ces objets qu'on a appelé *pulsars*. La période d'un des pulsars est de 1,337301133 s,

alors que les périodes d'autres objets sont comprises entre 0,03 et 4 s. Vers le début de 1971 on a découvert 60 pulsars. Toutes elles donnent un rayonnement radio très polarisé dans une large plage de longueurs d'onde, dont l'intensité croît brusquement avec l'augmentation de la longueur d'onde. Cela signifie que l'origine du rayonnement n'est pas thermique. On a déterminé la distance à de nombreux pulsars, qui s'échelonnent de centaines à des milliers de parsecs. Ainsi, ce sont des objets de la Galaxie relativement proches.

Le pulsar le plus remarquable qu'il est d'usage de désigner par le numéro NP 0532 coïncide exactement avec l'une des étoiles au centre de la Nébuleuse du Crabe. Des observations spéciales ont montré que le rayonnement optique de cette étoïle varie également avec la même période (cf. fig. 215). A l'instant de l'émission de l'impulsion l'étoile atteint $13^m$, alors qu'entre les impulsions elle reste invisible (fig. 216). Cette source subit des pulsations analogues dans le domaine des rayons X, dont la puissance est 100 fois supérieure à la puissance du rayonnement optique.

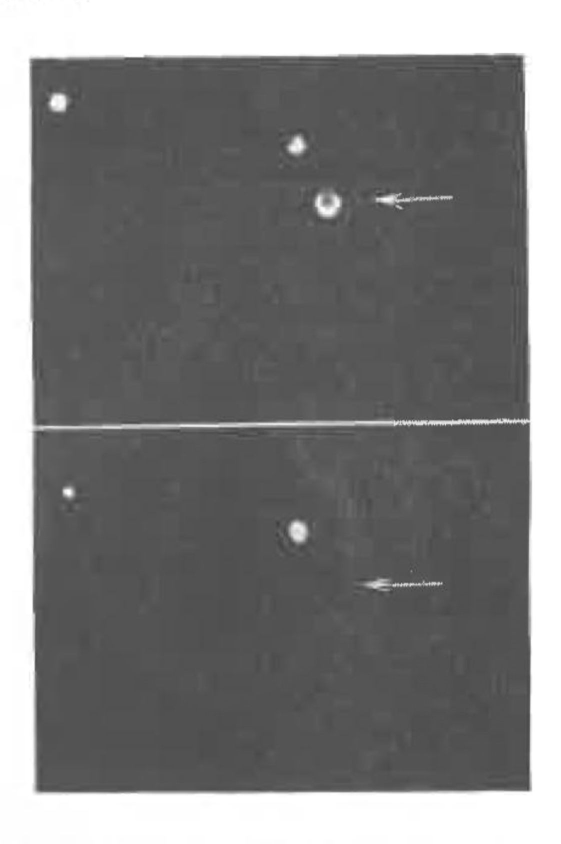


**Fig. 216. Pulsar NP 0532 (son emplacement est marqué par la flèche).**
**En haut — le pulsar est visible; en bas — le pulsar est invisible.**

La coïncidence de l'un des pulsars avec le centre d'une formation aussi extraordinaire que la Nébuleuse du Crabe fait penser que ce sont précisément là des objets constitués par une explosion des supernovae. D'après les idées actuelles, l'explosion d'une supernova est associée au dégagement d'une énergie formidable lors du passage de l'étoile à un état superdense après que toutes les ressources en énergie nucléaire ont été épuisées.

Pour les étoiles suffisamment massives, l'état le plus stable est celui où les protons et les électrons fusionnent en neutrons pour former ce qu'on appelle une *étoile à neutrons*. Si les explosions des supernovae aboutissent réellement à la formation de tels objets, il est très probable que les pulsars sont des étoiles à neutrons. Dans ce cas, pour une masse d'ordre 2 $\mathfrak{M}_\odot$ elles doivent avoir un rayon de 10 km. La contraction jusqu'à ces dimensions rend la densité de

la matière plus élevée que la densité nucléaire et, par suite du principe de la conservation de la quantité du mouvement, la rotation de l'étoile s'accélère jusqu'à quelques dizaines de tours par seconde. Probablement, dans une étoile à neutrons l'intervalle de temps entre les impulsions consécutives est égal à la période de rotation. On peut alors expliquer la pulsation par la présence à la surface de ces étoiles des hétérogénéités, des taches chaudes particulières. Il y a lieu de parler ici de la « surface » du fait que dans le cas des densités aussi élevées les propriétés de la matière s'apparentent plutôt à celles d'un corps solide.

On a découvert que la période de certains pulsars augmente lentement (en doublant en $10^3$ ou $10^7$ ans), phénomène dû probablement au freinage par le champ magnétique associé au pulsar. Par ailleurs, on a observé des diminutions subites des périodes reflétant peut être une brusque transformation de la surface de l'étoile ayant lieu de temps en temps à mesure de son refroidissement.

Les étoiles à neutrons peuvent servir de sources de particules énergiques en assurant ainsi l'apport constant aux nébuleuses analogues à la Nébuleuse du Crabe, qui leur sont associées.

## § 160. Nébuleuses planétaires

Nous devons étudier encore un type d'objets associés aux étoiles particulières entourées d'une petite nébuleuse ronde parfois étendue.



Fig. 217. Nébuleuse planétaire dans la constellation de la Lyre.

Leur ressemblance extérieure avec les disques des planètes a suggéré le nom des *nébuleuses planétaires* qu'on leur donne (fig. 217). Au centre on découvre toujours le noyau, étoile chaude dont le spectre rappelle celui des étoiles Wolf-Rayet ou des étoiles de la classe O.

Parmi de tels objets le plus proche et le plus grand est la nébuleuse planétaire Helix, dite également Saturne, dans le Verseau; ses

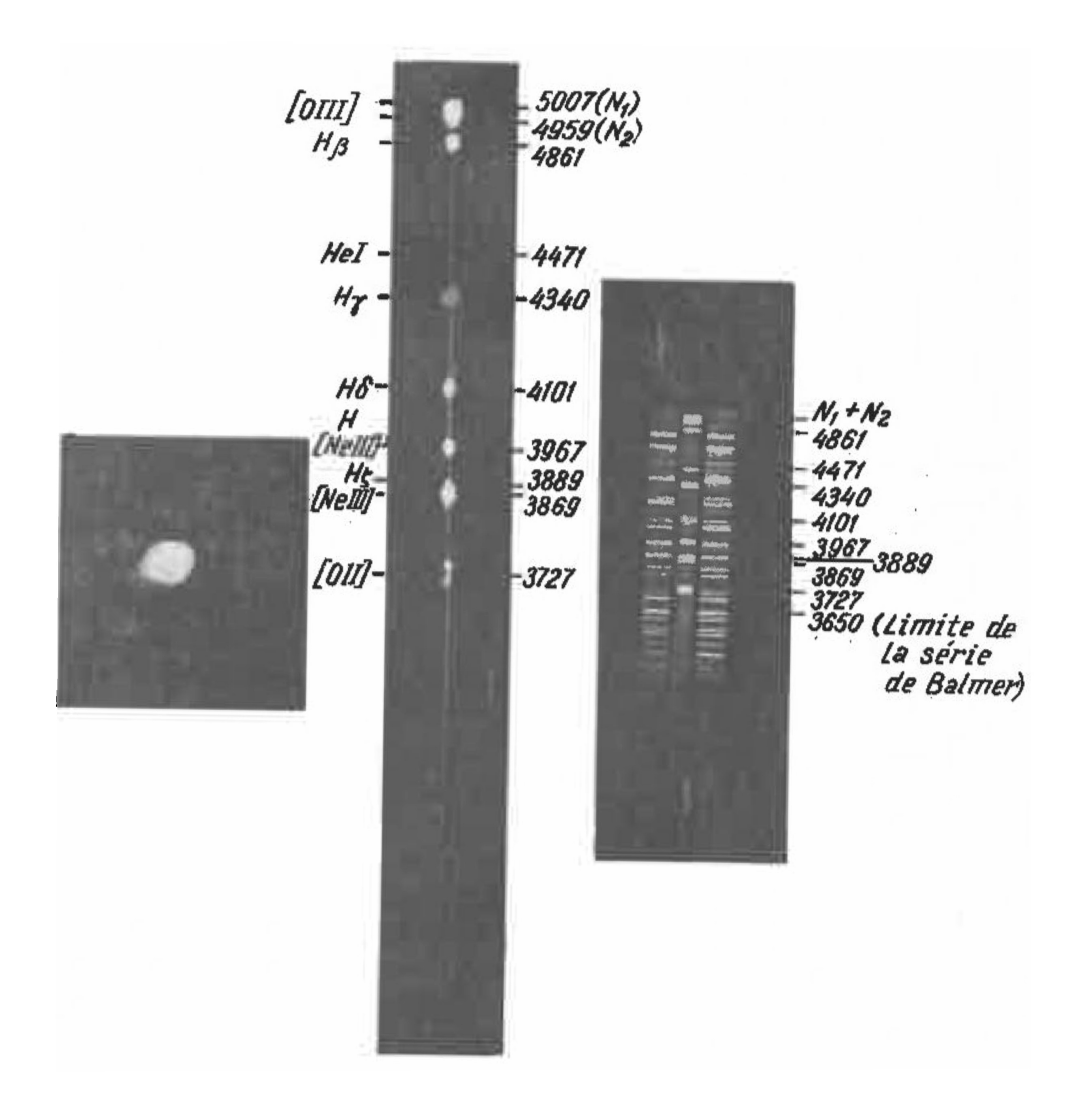



Fig. 218. Spectres sans fente (au milieu) et avec fente (à droite) de la nébuleuse planétaire NGC 6543 représentée à gauche. Les chiffres donnent la longueur d'onde en angstrœms.

dimensions apparentes sont seulement deux fois inférieures à celles de la Lune. A la distance de 700 pc cela correspond à un diamètre réel de presque 3 pc. Très connue est également la nébuleuse annulai-

re de la Lyre. La majorité des nébuleuses planétaires découvertes à ce jour et dont on compte près de 1000, sont bien plus petites, en moyenne leur diamètre est de 0,05 pc et elles se concentrent surtout vers le centre de la Galaxie et non pas vers son plan.

Les spectres de ces objets (fig. 218) présentent un faible continuum sur lequel se détachent les raies d'émission brillantes, les raies interdites d'oxygène et de l'azote ionisé une et deux fois (surtout les raies nébulaires $N_1$ et $N_2$), les raies d'hydrogène et d'hélium neutre étant les plus intenses. L'aspect extérieur des nébuleuses planétaires qui sont généralement symétriques et ont notamment la forme d'un anneau fait conclure qu'on a là une enveloppe de gaz fortement raréfié et ionisé qui entoure l'étoile et qui a peut être la forme d'un toroïde. Le déplacement des raies spectrales des enveloppes trahit leur dilatation en moyenne à la vitesse de quelques dizaines de kilomètres par seconde.

L'énergie globale émise par la nébuleuse est des dizaines de fois plus grande que le rayonnement du noyau dans le domaine visible du spectre. Puisque la température de l'étoile centrale très chaude est de nombreuses dizaines de milliers de degrés, le maximum de son rayonnement repose dans la région ultraviolette invisible du spectre. Le rayonnement dur du noyau ionise le gaz raréfié de la nébuleuse, l'échauffe jusqu'à la température d'une ou de deux dizaines de milliers de degrés et, par suite de la fluorescence, se « transforme » en rayonnement visible qui quitte la nébuleuse sous la forme des raies d'émission observées et d'une faible fluorescence continue.

Probablement les nébuleuses planétaires constituent une étape déterminée dans l'évolution de certaines étoiles, semblables peut être aux variables irrégulières RV Taureau. A l'étape de nébuleuse planétaire, l'étoile rejette la vieille enveloppe et découvre son « cœur » très chaud. A en juger d'après la vitesse d'évasion, ce processus doit être très rapide (20 000 ans environ). A l'intérieur, l'étoile peut également subir pendant ce temps des modifications essentielles. On est fondé de supposer qu'après l'étape des nébuleuses planétaires, certaines étoiles deviennent des naines blanches.

CHAPITRE XII

# LA GALAXIE

## § 161. Objets appartenant à notre Galaxie

Par une nuit claire sans Lune, loin des feux d'une ville, le ciel stellaire présente un tableau pittoresque. A travers la voûte céleste, le long de l'arc d'un grand cercle s'étend la large traînée blanchâtre de la *Voie lactée* qui, vue au télescope, est constituée d'innombrables étoiles. Toutes ces étoiles, et il y en a plus de 100 milliards, forment le système stellaire géant de la *Galaxie*. Les étoiles brillantes observées à l'œil nu ne sont que les objets de la Galaxie les plus proches de nous.

De nombreuses étoiles forment des groupes appelés *amas d'étoiles*, dont les plus proches et les plus connus sont les Pléiades, les Hyades, l'amas globulaire de Hercule.

Outre les étoiles et les amas stellaires, la Galaxie contient en quantité du gaz raréfié et de petites particules solides ou grains de poussière. Dans certaines régions de la Voie lactée la densité de cette matière devient si forte, qu'elle forme de nombreuses *nébuleuses diffuses de gaz et de poussière*. Près des étoiles chaudes, ces nébuleuses deviennent lumineuses (*nébuleuses fluorescentes*), mais loin d'elles, restent sombres et ne sont visibles sur le fond des régions lumineuses de la Voie lactée que grâce à l'absorption de la lumière qu'elles provoquent (*nébuleuses de poussière obscures*).

Enfin, il existe dans la Galaxie en quantité des *rayons cosmiques*, particules élémentaires aux énergies énormes, animées de vitesses voisines de celle de la lumière.

Le Système solaire fait partie de la Galaxie mais se trouve loin de son centre. Bien des régions de la Galaxie sont éloignées de nous à des distances énormes allant jusqu'à 25 000 pc. Etant donné de plus que dans la zone de la Voie lactée le milieu diffus rend impossible l'observation optique des régions distantes de plus de 3 kiloparsecs (kpc), on comprend les difficultés que présente l'étude de la structure de la Galaxie et l'impossibilité d'avoir une notion de sa forme générale.

Nous allons étudier au chapitre suivant, plusieurs autres objets analogues (*nébuleuses extragalactiques* ou *galaxies* tout court). De même que notre système stellaire, elles se composent d'un nombre immense d'étoiles et d'une quantité peu importante (1 à 2 % de la

masse totale) de poussière et de gaz. L'exploration de ces nébuleuses extragalactiques nous suggère des idées sur l'aspect extérieur de notre Galaxie. La figure 219 représente la Nébuleuse d'Andromède, une de nos voisines des plus proches et des mieux connues, qui ressemble beaucoup à notre système stellaire.

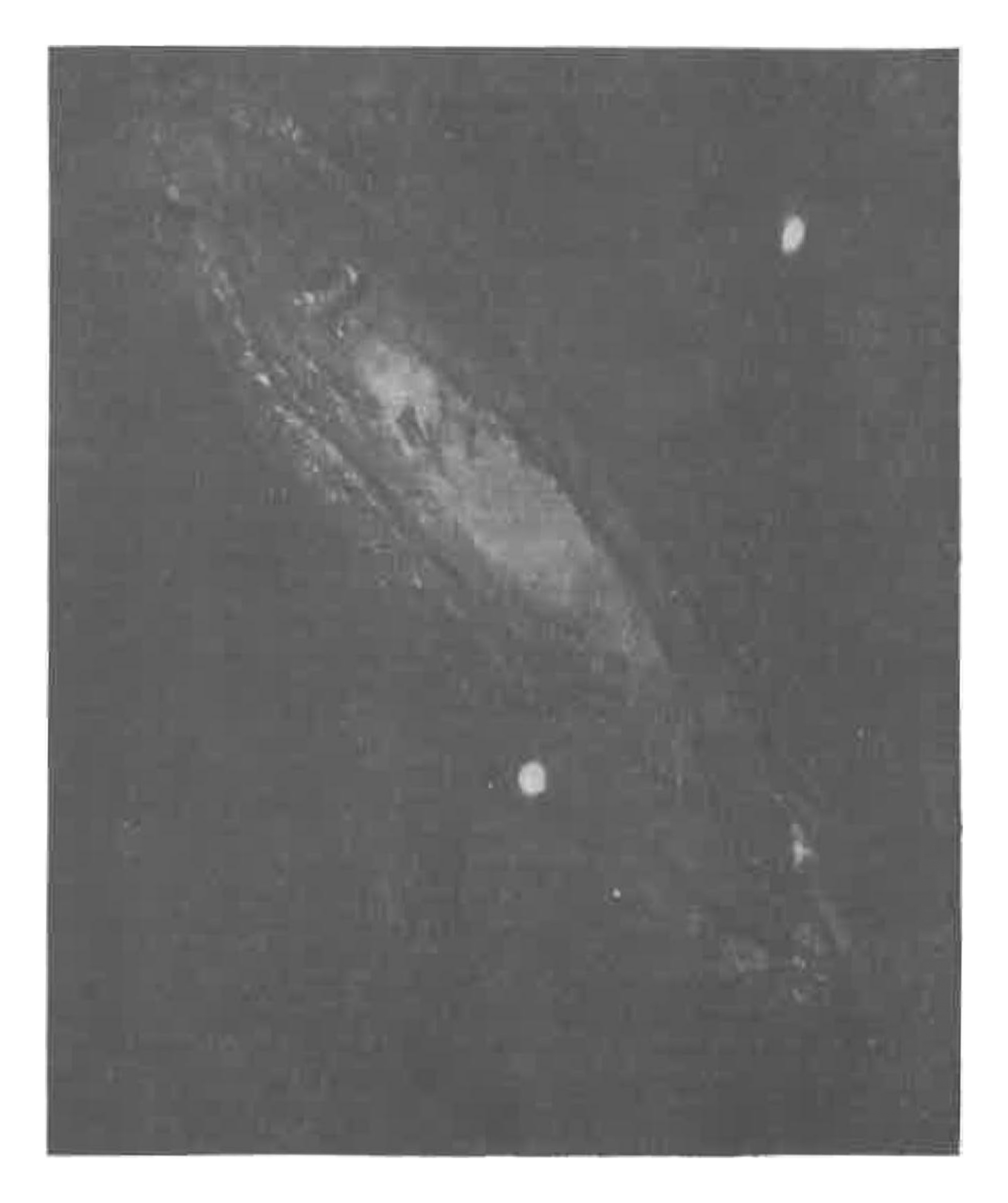


Fig. 219. Nébuleuse d'Andromède.

## § 162. Mesure de la distance des étoiles à la Terre

Pour passer de l'étude de la position apparente des étoiles à celle de leur distribution réelle dans l'espace, il faut connaître les distances qui nous en séparent.

La méthode directe de définition de la distance des étoiles à la Terre consiste à mesurer leurs parallaxes annuelles (cf. §§ 63-65). Toutefois, cette méthode n'est valable que pour les étoiles les plus proches. En effet, les angles limites qu'on parvient à mesurer par des méthodes astronomiques sont d'environ 0″,01. Par conséquent, si par suite d'observations la parallaxe d'une étoile est $\pi = 0'',02 \pm \pm 0'',01$, la distance qui nous en sépare, d'après la formule

$$r = \frac{1}{\pi''} \text{ pc}$$

s'obtient dans les limites de 30 à 100 pc, ce qui correspond aux erreurs possibles dans la détermination de la parallaxe. On voit donc que les distances à des objets relativement proches, ne dépassant pas quelques parsecs, se calculent avec une précision plus ou moins suffisante. Par exemple, la distance de 1,33 pc à l'une des étoiles les plus rapprochées ($\alpha$ Centaure) est exacte à moins de 2 % près. Pour des étoiles qui se trouvent à plus de 100 pc de nous, l'erreur dans le calcul de la distance est plus grande que la distance elle-même. Donc la méthode des parallaxes trigonométriques est inapplicable. Celle-ci permet tout au plus de conclure que la distance recherchée est supérieure à quelques centaines de parsecs. Jusqu'à présent, les parallaxes trigonométriques n'ont été mesurées que pour 6000 étoiles.

La distance à une étoile peut être calculée si l'on connaît son éclat, puisque la différence entre les magnitudes apparente et absolue équivaut au module de distance qui fait partie de la formule

$$\log r = 1 + 0{,}2\,(m - M).$$

Les valeurs les plus sûres du module de distance que l'on puisse établir sont celles des étoiles des amas dont il sera question au § 164. Toutefois, il faut tenir compte de ce que les magnitudes apparentes obtenues par observation sont généralement compromises par l'absorption interstellaire de la lumière (cf. § 167).

Les particularités des spectres qui sont à la base de la classification stellaire en fonction des luminosités peuvent être utilisées pour rechercher les magnitudes absolues et, par conséquent, les distances (méthode des *parallaxes spectroscopiques*).

Enfin, une méthode importante de la détermination des parallaxes d'un ensemble des étoiles est fondée sur l'étude de leurs mouvements propres (cf. § 91) et s'explique par le fait que plus l'étoile est éloignée, moins grands sont les déplacements apparents dus

à ses mouvements réels dans l'espace. Les parallaxes ainsi obtenues sont dites *moyennes* ou *séculaires*.

Pour déterminer la distance jusqu'à un groupe d'étoiles, on a recours à la méthode la plus précise fondée sur le fait que, tout comme dans le cas des météores (§ 142), le point d'intersection des directions des mouvements propres apparents, que la perspective rend différentes, indique le sens réel de la vitesse du mouvement commun. Si l'on connaît la vitesse radiale d'au moins une étoile, on peut calculer la parallaxe annuelle de l'ensemble de l'amas appelée parallaxe *de groupe* ou « hypothétique ».

## § 163. Distribution des étoiles dans la Galaxie

La connaissance des distances qui nous séparent des étoiles permet d'aborder l'étude de leur distribution dans l'espace, et, par conséquent, celle de la structure de la Galaxie. Pour définir la quantité d'étoiles dans les différentes parties de la Galaxie, introduisons la notion de *densité stellaire*, analogue à celle de la concentration des molécules. On appelle densité stellaire le nombre d'étoiles par unité de volume de l'espace qu'on estime généralement égal à un parsec cube.

Le plus simple est d'établir la densité stellaire au voisinage du Soleil, car pour toutes les étoiles voisines nous connaissons les valeurs sûres des parallaxes trigonométriques. Les résultats des calculs montrent que dans cette région la densité stellaire est de 0,12 étoiles par parsec cube, autrement dit chaque étoile occupe en moyenne plus de 8 $pc^3$, la distance moyenne entre les étoiles étant de 2 pc.

Pour savoir comment change la densité stellaire dans les différentes directions, on calcule le nombre d'étoiles par unité de surface (par exemple, par degré carré) dans les divers secteurs du ciel.

Ce qui se jette tout d'abord aux yeux dans ces calculs, c'est une augmentation très forte de la concentration des étoiles à mesure que l'on s'approche de la Voie lactée dont la ligne médiane forme dans le ciel un grand cercle. Par contre, la concentration des étoiles diminue à mesure que l'on s'approche du pôle de ce cercle. Ce fait a permis à Herschel, dès la fin du XVIII[e] siècle, de faire une conclusion correcte sur la forme aplatie de notre système stellaire, le Soleil se trouvant non loin du plan de sa symétrie.

La deuxième conclusion importante peut être tirée si l'on procède à des calculs successifs de chaque valeur des étoiles de magnitude apparente $m$ et non pas de tout l'ensemble des étoiles, c'est-à-dire qu'il faut d'abord trouver les étoiles de magnitude apparente $m \leqslant k$, puis $N_{k+1}$ étoiles pour lesquelles $m \leqslant k + 1$, etc. On trouve alors qu'avec l'augmentation de la magnitude apparente, le nombre d'étoiles $N_m$ croît suivant une progression géométrique. Si la den-

sité stellaire ne changeait pas avec la distance et que toutes les étoiles avaient le même éclat, cette augmentation du nombre d'étoiles faibles serait une simple conséquence de l'augmentation des dimensions géométriques des régions très éloignées qui se projettent sur une même région du ciel. En effet, toutes les étoiles de magnitude apparente inférieure ou égale à $m$ qui se projettent sur une certaine région du ciel se trouvent à l'intérieur d'un secteur sphérique dont le rayon est obtenu par la formule (11.6)

$$\log r_m = 1 + 0{,}2\,(m - M),$$

étant donné que nous avons supposé une même magnitude absolue $M$ pour toutes les étoiles. On obtient une expression analogue pour le rayon d'un secteur sphérique dans lequel se rangent toutes les étoiles de magnitude apparente ne dépassant pas $m + 1$. En retranchant ces expressions l'une de l'autre, on obtient :

$$\log \frac{r_m}{r_{m+1}} = 0{,}2.$$

Si la densité stellaire est constante, les nombres d'étoiles sont proportionnels au volume de l'espace, c'est-à-dire au cube du rayon. Donc,

$$\log \frac{N_{m+1}}{N_m} = 0{,}6 \qquad (12.1)$$

ou

$$\frac{N_{m+1}}{N_m} \approx 4 \qquad (12.2)$$

Or. d'après les observations, le nombre d'étoiles avec l'augmentation de $m$ ne croît pas aussi vite, notamment pour de petites valeurs de $m$ le rapport $N_{m+1}/N_m$ est voisin de 3, mais diminue avec l'augmentation de $m$ et devient égal environ à 2 pour les étoiles de $17^m$.

Si toutes les étoiles avaient le même éclat, le rapport $N_{m+1}/N_m$ observé permettrait de déterminer aisément la variation de la densité stellaire avec leur l'éloignement du Soleil. En effet, pour $N_{m+1}/N_m = 4$ et avec l'augmentation de la distance de 1,6 fois (ce qui correspond au passage de la magnitude de $m$ à $m + 1$), la densité stellaire serait constante, et, pour $N_{m+1}/N_m = 3$, elle diminuerait dans le rapport 3 : 4. Le rapport $N_{m+1}/N_m$ observé traduit donc le fait de la diminution de la densité stellaire avec l'éloignement du Soleil dans chacune des directions données. Si dans une direction donnée l'absorption interstellaire (cf. § 167) n'est pas importante, on peut évaluer dans cette direction l'étendue de notre système stellaire. Il en résulte que la Galaxie est limitée.

Le principe décrit demeure à l'origine de la solution d'un problème beaucoup plus complexe qui tient compte de la différence réelle

des éclats des étoiles et de la forte perturbation des observations due à l'absorption interstellaire de la lumière. Pour définir la quantité d'étoiles d'éclat différent dans une région donnée de l'espace, on introduit la *fonction des luminosités* $\varphi(M)$ montrant la part de l'ensemble des étoiles qui revient à la valeur donnée de magnitude absolue comprise, disons, entre $M$ et $M + 1$.

Si la fonction des luminosités était connue, le problème de la détermination de la densité stellaire à des distances différentes, malgré sa complexité mathématique, ne se distinguerait principalement en rien du cas examiné des étoiles de même luminosité.

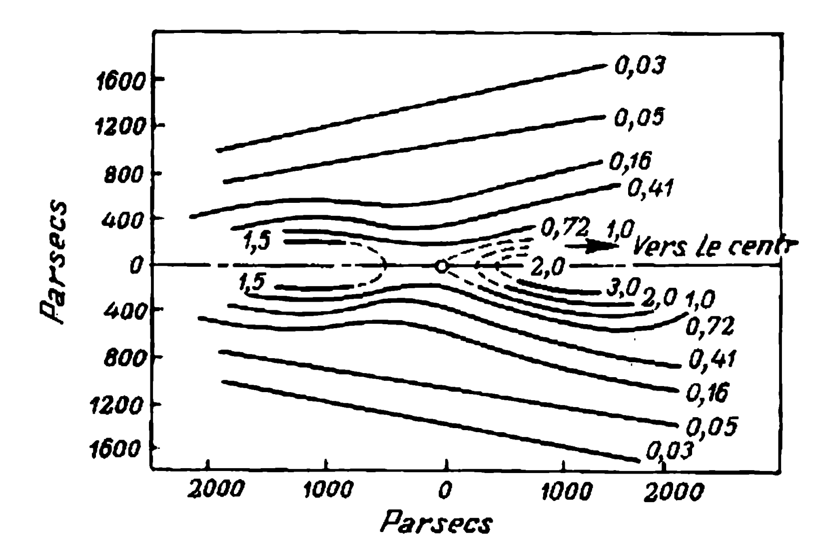



Fig. 220. Répartition des étoiles au voisinage du Soleil. Les nombres indiquent la densité stellaire relative.

Pratiquement, les calculs en astronomie stellaire présentent des difficultés encore plus grandes et les résultats des dénombrements des étoiles sont appliqués pour rechercher aussi bien la fonction des luminosités que le rapport entre la densité stellaire et la distance dans une direction donnée.

En connaissant la densité stellaire à des distances différentes et dans des directions variées, on peut se représenter la structure de la Galaxie.

A cet effet, il faut représenter la section de la Galaxie, perpendiculaire à son plan et traversant le Soleil, relier les points de même densité stellaire pour obtenir ainsi des lignes caractéristiques de la distribution des étoiles dans l'espace. A titre d'exemple, la figure 220 au centre de laquelle la position du Soleil est marquée par un rond, représente les résultats d'une telle étude.

La figure montre que la Galaxie est réellement un système aplati, symétrique par rapport au plan principal, dit plan galactique. Le grand cercle qui matérialise son intersection avec la sphère

céleste s'appelle *équateur galactique*. Il coïncide presque avec la ligne médiane de la Voie lactée. En examinant à partir du Système solaire le centre de ce système, qui est le *centre galactique*, on aperçoit qu'il se projette sur le Sagittaire en un point aux coordonnées $\alpha = 265°$ et $\delta = -29°$. Dans la direction du centre de la Galaxie ainsi qu'avec l'approche de son plan, la densité stellaire augmente.

Ainsi, la distribution des étoiles dans la Galaxie témoigne de deux tendances bien nettes: 1° forte concentration vers le plan galactique; 2° concentration vers le centre de la Galaxie. Cette dernière tendance se renforce à l'approche de la partie centrale appelée souvent *condensation galactique centrale* et parfois noyau.

En déterminant les distances qui marquent une baisse notable de la densité stellaire on se fait une idée des dimensions de la Galaxie et de l'emplacement approximatif du Soleil. Il y a été établi que le Soleil se trouve à 10 000 pc (10 kpc) du centre de la Galaxie, alors que la frontière de cette dernière dans la direction de l'anticentre est à 5000 pc du Soleil. Ainsi, le diamètre de la Galaxie est d'environ $2 \cdot (10\,000 + 5000) = 30\,000$ pc ou 30 kpc. Il est impossible de donner une définition plus précise des frontières de la Galaxie parce que, à mesure qu'on s'éloigne de son centre, la densité stellaire diminue et on ne remarque pas de limite bien marquée.

Le Soleil se situe dans le voisinage du plan de la Galaxie et en est séparé de 25 pc dans la direction du Nord.

L'étape suivante dans l'étude de la Galaxie consiste à dénombrer les objets de type différent pour établir leur distribution.

La plupart des objets galactiques sont inclus dans les limites du disque plat. On y rapporte les étoiles des classes jeunes O et B, les céphéides (sauf les étoiles du type W Vierge), les supernovae, les amas ouverts, les associations stellaires (cf. § 164) et les nébuleuses obscures (poussiéreuses). On dit de tous ces objets qu'ils forment dans la Galaxie une *composante aplatie*.

Mais si l'on dégage dans la Galaxie certains autres objets, par exemple, les étoiles RR Lyre, W Vierge et $\mu$ Céphée, les sous-naines et les amas globulaires (cf. § 163), on découvrira qu'ils occupent tous le volume d'un ellipsoïde semblable à une sphère, pour lequel le plan galactique est une section diamétrale. C'est pourquoi il est d'usage de rapporter ces derniers objets à la *composante sphérique*. Les objets de la composante sphérique ont une tendance bien marquée à se concentrer vers le centre galactique.

Enfin, les autres objets, par exemple les novae, les étoiles RV Taureau, les variables à longue période, les naines blanches, les étoiles des classes spectrales R, N et S, ainsi que les nébuleuses planétaires forment des ellipsoïdes plus ou moins aplatis. On les range dans les *composantes intermédiaires* étant donné qu'à la limite les ellipsoïdes de leur distribution ont la sphère et le disque des composantes précédentes.

A titre de conclusion, il importe de noter que certains objets (par exemple, les étoiles chaudes des classes O et B) ne se rencontrent pas partout dans le plan de la Galaxie, mais, de préférence, à des distances déterminées de son centre en formant une structure spiralée analogue à celle de la Nébuleuse d'Andromède. La structure spiralée de la Galaxie est également confirmée par l'étude de la distribution dans celle-ci de la matière diffuse et du champ magnétique.

## § 164. Amas stellaires

C'est ainsi que sont appelés les groupes d'étoiles, liées entre elles par des lois dynamiques, qui comptent un grand nombre d'objets et se distinguent par leur aspect et la composition stellaire. D'après leur forme extérieure on les classe en deux groupes : *amas ouverts* ou *galactiques* qui comptent quelques dizaines ou centaines d'étoiles, et *amas globulaires*, composés de dizaines et de centaines de milliers d'objets.

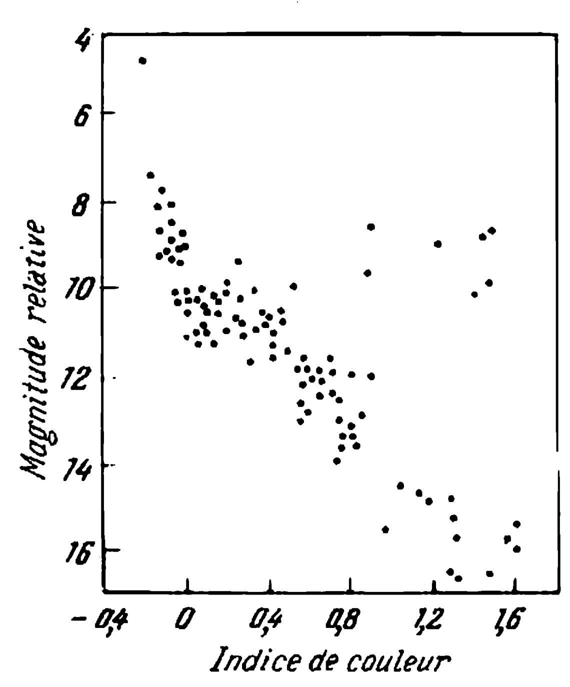


Fig. 221. Diagramme couleur-luminosité de l'amas NGC 2254.

Les amas ouverts se concentrent à proximité du plan galactique. On connaît en tout plus de 800 objets de ce type dans le rayon de quelques kiloparsecs du Soleil. Les amas ouverts plus éloignés sont difficiles à déceler. Compte tenu de la part du volume galactique occupée par les amas ouverts connus, on peut évaluer leur nombre dans notre système stellaire, qui doit s'élever à quelques dizaines de milliers; l'amas le plus connu est celui de Pléiades (cf. fig. 110).

Pour séparer les étoiles de l'amas de celles du champ, qui se projettent au hasard sur la même région du ciel, on peut construire un diagramme spectre-luminosité. Pour les amas, on construit généralement le diagramme couleur-magnitude apparente en portant en abscisses l'indice de couleur (au lieu de la classe spectrale) et en ordonnée, la magnitude apparente qui pour toutes les étoiles de l'amas, diffère de la même façon de la magnitude absolue.

Sur le diagramme Hertzsprung-Russel des amas ouverts la série principale est généralement bien nette. La branche des géantes est dans la plupart des cas ou presque absente (fig. 221). Puisque

toutes les étoiles de l'amas se trouvent pratiquement à la même distance, son diagramme couleur-magnitude apparente diffère du diagramme usuel par un déplacement en ordonnées égal à la grandeur du module de distance, et par un déplacement en abscisses dû à l'absorption interstellaire (cf. § 167). Il est clair que les étoiles qui ne retrouvent pas « leur » place dans le diagramme peuvent être étrangères à l'amas. Pour vérifier leur appartenance à un amas, il faut étudier leurs mouvements propres et les vitesses radiales qui dans cet amas doivent être à peu près les mêmes. En mettant

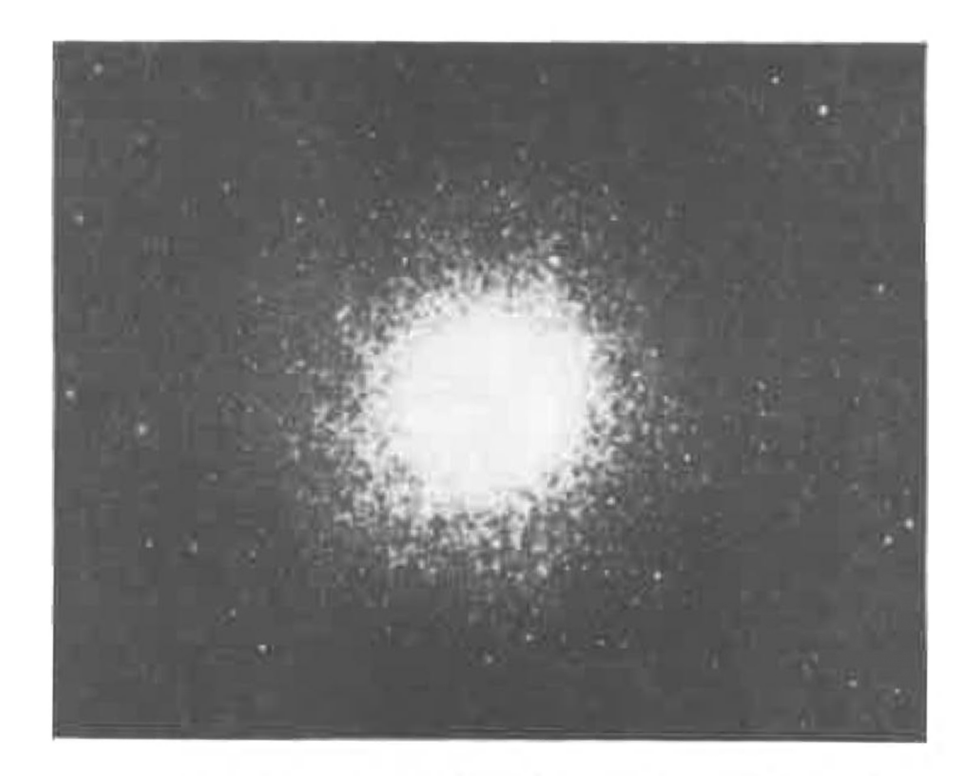


Fig. 222. Amas globulaire dans la constellation d'Hercule.

en évidence les étoiles qui font partie de l'amas et en établissant la position normale de la série principale, on obtient le module de distance et, par conséquent, la distance elle-même à l'amas.

Cette distance une fois définie, on calcule aisément ses dimensions linéaires qui pour la plupart des amas ouverts varient de 2 à 20 parsecs.

A la différence des amas ouverts, les amas globulaires se dessinent nettement sur le fond ambiant grâce à leur population beaucoup plus grande et leur forme sphérique ou elliptique bien marquée, conditionnée par une forte concentration des étoiles vers le centre (fig. 222). Le diamètre moyen des amas globulaires est d'environ 40 pc. Leur grande luminosité les rend visibles partout dans la Galaxie, sauf dans le voisinage du centre où l'absorption interstel-

laire est très forte. C'est pourquoi le nombre observé d'amas globulaires (plus de 100) est proche de leur nombre total dans la Galaxie. On en a découvert également dans d'autres galaxies voisines (par exemple, dans les Nuages de Magellan, dans la Nébuleuse d'Andromède). Leur distribution spatiale permet de constater qu'à

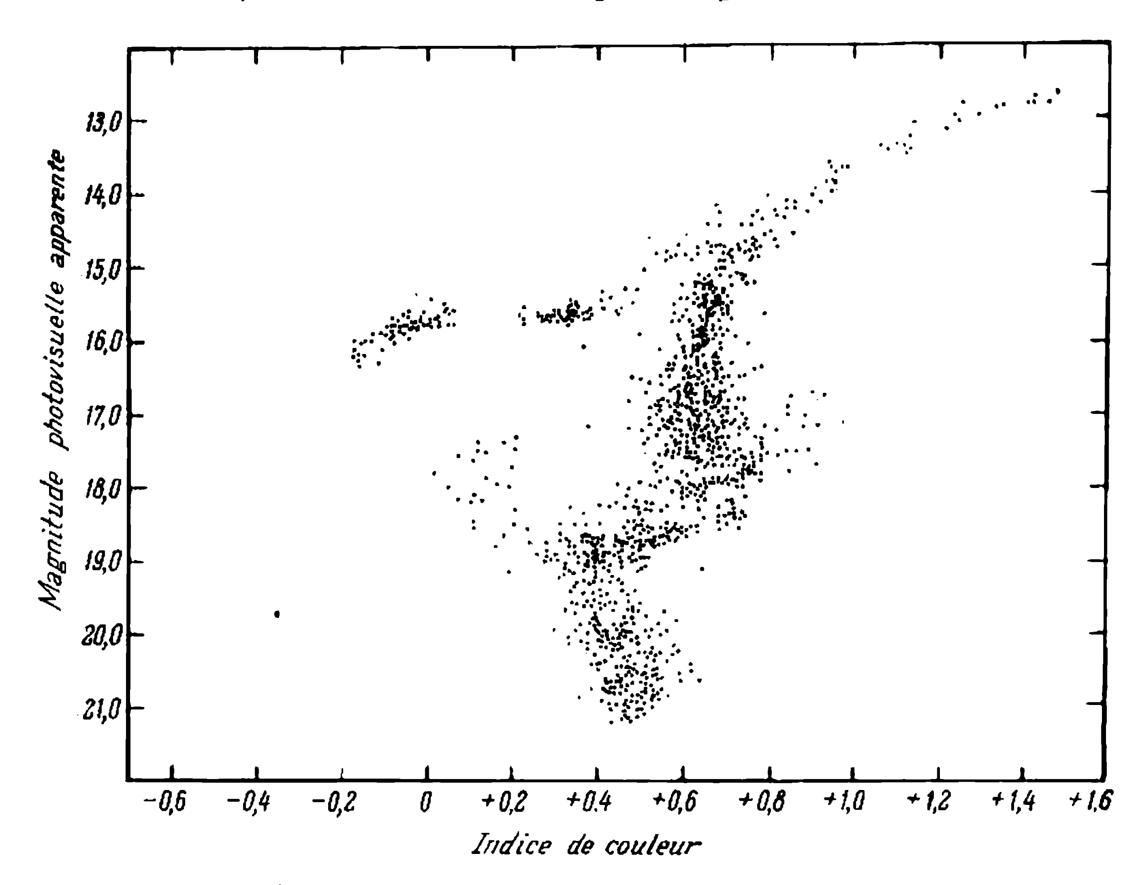



Fig. 223. Diagramme couleur-luminosité de l'amas globulaire M3.

la différence des amas ouverts, ils forment un sous-système sphérique et se concentrent fortement vers le centre galactique.

Le diagramme couleur-magnitude apparente des étoiles des amas globulaires est très particulier (fig. 223). Généralement, on y voit nettement la branche horizontale caractéristique des amas globulaires, celle des géantes liée à la série principale, celle-ci commençant dans le domaine des luminosités plus faibles que sur le diagramme Hertzsprung-Russel ordinaire. Il est fréquent que les amas globulaires possèdent un nombre important de variables, en particulier du type RR Lyre, qui rendent possible la détermination de la distance jusqu'à ces objets.

En 1947 V. Ambartsoumian et ses collègues ont découvert des groupes d'étoiles particuliers qui ont reçu le nom d'*associations stellaires.* Elles sont constituées des étoiles de type déterminé, leur

densité stellaire étant sensiblement plus grande que la densité stellaire moyenne des étoiles analogues de la Galaxie.

Il existe deux types d'associations. Le premier, celui des *associations* O, contient les étoiles des classes spectrales jeunes de O à B2. Elles mesurent des dizaines et des centaines de parsecs, c'est-à-dire elles sont beaucoup de fois plus grandes que les amas ouverts. Les associations du deuxième type sont composées d'étoiles T Taureau, d'où leur nom d'*associations* T.

## § 165. Vitesses spatiales des étoiles et mouvement du Système solaire

Si l'on connaît le mouvement propre $\mu$ de l'étoile en secondes d'arc par an (cf. § 91) et la distance $r$ à cette étoile en parsecs, il n'est pas difficile de calculer la projection de sa vitesse spatiale sur le plan de l'image. Cette projection s'appelle *vitesse tangentielle* $V_t$ qui se calcule par la formule

$$V_t = \frac{\mu'' r}{206\,265''} \text{ pc/année} = 4{,}7\mu r \text{ km/s.} \qquad (12.3)$$

Pour trouver la vitesse spatiale $V$ d'une étoile il faut connaître sa vitesse radiale $V_r$ déterminée d'après le déplacement Doppler des raies de son spectre (§ 107). $V_r$ et $V_t$ étant réciproquement perpendiculaires, la vitesse spatiale

$$V = \sqrt{V_t^2 + V_r^2}. \qquad (12.4)$$

La connaissance des mouvements propres et des vitesses radiales permet de se faire une idée des mouvements des étoiles par rapport au Soleil qui avec ses planètes se déplace également dans l'espace. Les mouvements apparents des étoiles se composent donc de deux mouvements dont l'un résulte du mouvement du Soleil et l'autre du mouvement propre de l'étoile.

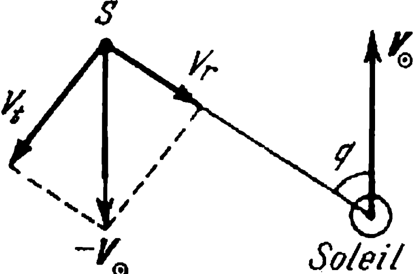


Fig. 224. Mouvement apparent d'une étoile vers l'antapex provoqué par le mouvement du Soleil.

Pour évaluer le mouvement des étoiles, il faut trouver la vitesse du Soleil et la retrancher des vitesses des étoiles.

Déterminons la valeur et la direction de la vitesse du Soleil dans l'espace. Le point de la sphère céleste vers lequel s'oriente le vecteur de la vitesse du Soleil s'appelle *apex*, son point opposé est dit *antapex*. Pour s'éclaircir le principe qui est à la base de la recherche de l'apex, supposons que toutes les étoiles, sauf le Soleil, soient fixes. Dans ce cas, leurs vitesses radiales et leurs mouvements propres résulteront seulement du déplacement du Soleil à la vitesse $V_\odot$ (fig. 224). Considérons une étoile $S$ dont la direction fait un

angle $q$ avec le vecteur $V_{\odot}$. D'après notre hypothèse des étoiles fixes, la vitesse du mouvement apparent de $S$ par rapport au Soleil est égale en grandeur et opposée en orientation à la vitesse du Soleil, c'est-à-dire elle vaut $-V_{\odot}$. Cette vitesse hypothétique est constituée de deux composantes, l'une dans le sens de la ligne de visée qui correspond à la vitesse radiale de l'étoile

$$V_r = -V_{\odot} \cos q, \tag{12.5}$$

l'autre reposant dans le plan de l'image et associée au mouvement propre de l'étoile

$$V_t = -V_{\odot} \sin q. \tag{12.6}$$

En tenant compte du rapport entre ces grandeurs et l'angle $q$, on trouve que par suite du mouvement du Soleil dans l'espace les vitesses radiales apparentes de toutes les étoiles qui suivent la même direction semblent diminuer de $V_{\odot}$ par rapport aux vitesses réelles. Par contre, les vitesses des étoiles qui se déplacent dans la direction opposée semblent augmenter de la même valeur. Les vitesses radiales des étoiles dont la direction est perpendiculaire à celle de la trajectoire du Soleil ne changent pas. Toutefois, ces étoiles possèdent des mouvements propres dirigés vers l'antapex, leur grandeur étant égale à l'angle sous lequel le vecteur $V_{\odot}$ se présente à la distance de l'étoile. A mesure qu'on s'approche de l'apex ou de l'antapex, la valeur de ce mouvement propre diminue proportionnellement à sin $q$, jusqu'à zéro.

Dans l'ensemble, on a l'impression que toutes les étoiles fuient vers l'antapex.

Ainsi, lorsque le Soleil est le seul à se déplacer, la grandeur et la direction de sa vitesse se déterminent aisément par deux méthodes: 1) les vitesses radiales des étoiles une fois mesurées dans différentes directions, on recherche parmi ces dernières celle dans laquelle la vitesse radiale négative est maximale; c'est précisément la direction vers l'apex; la vitesse du Soleil dans cette direction est égale à la vitesse radiale maximale trouvée; 2) après avoir mesuré les mouvements propres des étoiles, on trouve dans la sphère céleste le point commun vers lequel elles se dirigent toutes: le point qui lui est opposé est l'apex; pour déterminer la valeur de la vitesse solaire, il faut d'abord traduire la vitesse angulaire en vitesse linéaire; à cet effet, il faut choisir une étoile à distance connue, puis calculer $V_{\odot}$ d'après la formule (12.6).

Le problème se complique considérablement si l'on suppose qu'avec le Soleil toutes les autres étoiles sont animées de leur mouvement propre. Toutefois, en examinant dans la région donnée un grand nombre d'étoiles, on peut admettre qu'en moyenne leurs mouvements propres se compensent. Il en résulte donc que les moyennes des mouvements propres et des vitesses radiales d'un grand

nombre d'étoiles vérifient les mêmes lois que les étoiles isolées au cas du mouvement du Soleil seul.

Cette méthode a permis d'établir que l'apex du Système solaire se trouve dans Hercule, son ascension droite étant $\alpha = 270°$ et sa déclinaison, $\delta = +30°$. Dans cette direction le Soleil se déplace à une vitesse d'environ 20 km/s.

## § 166. Rotation de la Galaxie

Généralement, l'apex est déterminé d'après les étoiles les plus rapprochées, car les objets éloignés peuvent être animés d'un mouvement commun quelconque. Cependant, en présence d'un tel mouvement commun, la recherche de la moyenne des vitesses radiales

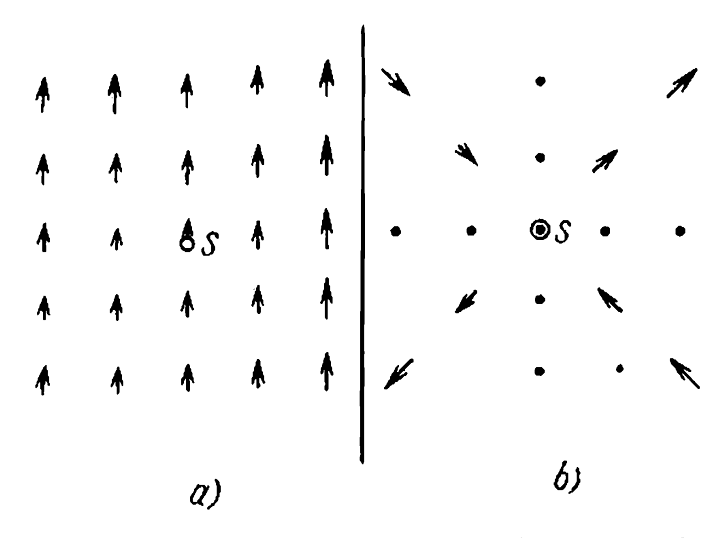



Fig. 225. Vitesses spatiales (*a*) et radiales (*b*) des étoiles dans le voisinage du Soleil.

et des mouvements propres même d'un grand nombre d'étoiles d'une région ne permettra pas aux mouvements propres de se compenser réciproquement car leur composante sera égale à la vitesse commune de tout le groupe d'étoiles.

Considérons le Soleil $S$ et les étoiles éloignées qui l'entourent (fig. 225, *a*). Supposons que tout ce groupe soit animé d'un certain mouvement commun. Si toutes les étoiles participant à ce mouvement se déplaçaient avec la même vitesse, ce mouvement ne saurait être décelé. Supposons maintenant que dans le domaine considéré les étoiles se déplacent de façon à faire augmenter progressivement leurs vitesses linéaires dans un sens déterminé, de gauche à droite, par exemple, comme le montrent les flèches de la figure 225, *a*. Cette distribution des vitesses a lieu si, par exemple, toute la région explorée tourne sur un point situé loin à droite.

Examinons maintenant quelles seraient les vitesses radiales des étoiles si on les observait dans différentes directions à partir du point $S$ (fig. 225, $b$). Il est clair qu'à droite et à gauche du point $S$ les vitesses radiales sont nulles, car l'existence dans ces directions des mouvements relatifs est en général impossible. Il en est de même du sens perpendiculaire, bien que la cause soit tout autre : la vitesse de toutes les étoiles, dans la direction du vecteur de la vitesse solaire, est la même, c'est pourquoi la vitesse radiale relative est nulle.

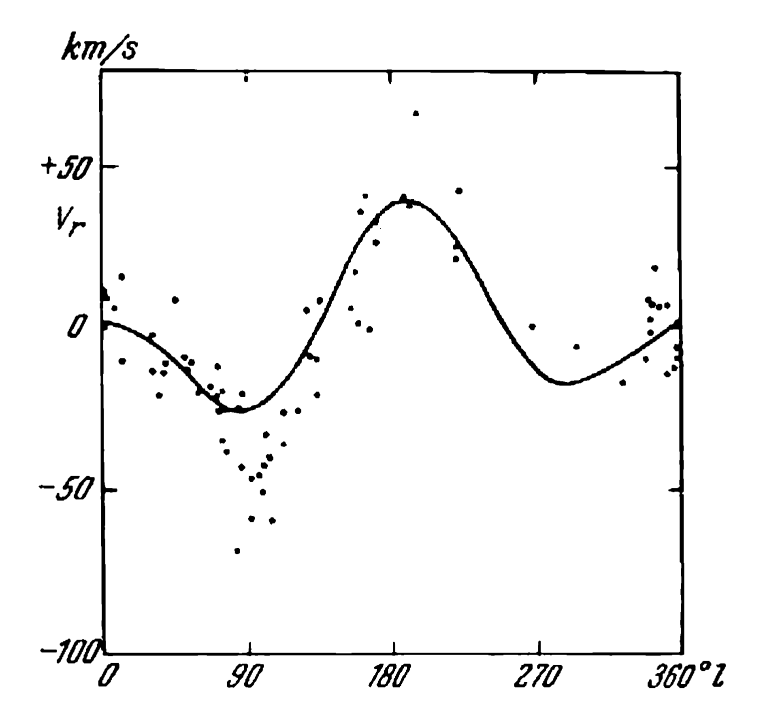



Fig. 226. Variation des vitesses radiales des étoiles le long de l'équateur galactique.

Dans toutes les autres directions on peut observer des vitesses radiales, qui prennent leur valeur maximale dans les directions formant un angle de 45° avec celles qui viennent d'être examinées. Par ailleurs, les vitesses radiales observées sont d'autant plus grandes que les objets explorés sont plus éloignés. La mesure des vitesses radiales des étoiles éloignées permet de dévoiler leur variation progressive (fig. 226) qui s'accorde parfaitement bien avec ce qui vient d'être cité ; les valeurs nulles des vitesses radiales s'observent précisément dans les directions du centre et de l'anticentre galactiques et sous des angles de 90° par rapport à celles-ci. On en déduit que toutes les étoiles, le Soleil y compris, se déplacent perpendiculairement à la direction du centre galactique. Ce mouvement est une conséquence de la rotation générale de la Galaxie, dont la vitesse change avec la distance de son centre (*rotation différentielle*).

Voici les traits particuliers de cette rotation:

1. La rotation s'effectue dans le sens horaire si l'on regarde la Galaxie du côté de son pôle Nord qui se trouve dans la Chevelure de Bérénice.

2. La vitesse angulaire diminue avec l'éloignement du centre. Cependant, cette diminution est légèrement plus lente par rapport à la rotation des étoiles sur le centre galactique régie par les lois de Kepler.

3. Au début la vitesse linéaire de rotation croît avec l'éloignement du centre. Puis, à peu près à la distance du Soleil, elle atteint la valeur maximale d'environ 240 km/s, pour décroître ensuite très lentement.

4. Le Soleil et les étoiles qui lui sont voisines mettent environ 200 millions d'années à faire leur révolution autour du centre de la Galaxie. Cet intervalle de temps s'appelle *année galactique.*

## § 167. Poussières interstellaires

Les photographies du ciel stellaire, en particulier des régions de la Voie lactée, témoignent d'une forte hétérogénéité de la distribution des étoiles due à la présence d'une matière sombre opaque.

Des exemples remarquables des objets de ce genre sont fournis par les nébuleuses obscures connues sous le nom de Tête de Cheval (fig. 227) et de Sac à Charbon (cette dernière se situe dans le voisinage de deux étoiles les plus brillantes de la Croix du Sud). Le diamètre angulaire apparent de la région du ciel occupée par le Sac à Charbon est supérieur à 3°. Cet objet est très proche de nous, se trouvant à environ 150 pc. Par conséquent, ses dimensions réelles sont d'environ 8 pc. Sous l'effet du contraste avec les régions brillantes de la Voie lactée qui l'entourent la nébuleuse paraît comme une tache noire. En l'examinant au télescope, on y discerne des étoiles faibles dont le nombre est environ trois fois plus petit que celui des étoiles de la région voisine de même dimension. Cela signifie que le Sac à Charbon absorbe la lumière des étoiles éloignées en rendant la lumière globale environ trois fois plus faible. Une telle absorption correspond à une épaisseur optique

$$\tau = \ln 3 \approx 1,1,$$

ou à l'affaiblissement de la lumière exprimé en magnitudes

$$\Delta m = 1,08\tau \approx 1^m,2. \qquad (12.7)$$

L'ensemble des nuages analogues au Sac à Charbon forme le long de la ligne médiane de la Voie lactée une large bande sombre qui part du Cygne et passe par l'Aigle, le Serpent, le Sagittaire et le Scorpion. C'est la Grande bifurcation de la Voie lactée. Une quantité

innombrable de nuages sombres s'observe dans le Sagittaire, région de la condensation centrale de la Galaxie (fig. 228), ce qui rend cet objet très curieux et difficile à observer. La présence dans l'espace interstellaire de la matière absorbant la lumière est confirmée par un autre phénomène dit *rougissement interstellaire de la lumière*.



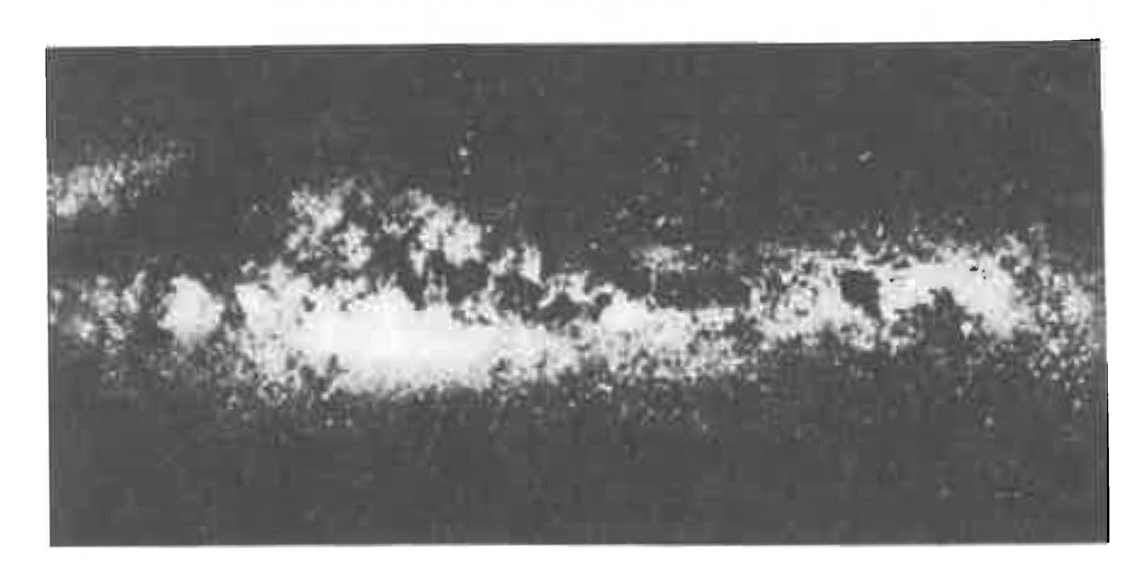
Fig. 227. Nébuleuse de poussière Tête de Cheval de l'Orion.

Il consiste en ce que la composition spectrale du rayonnement de nombreuses étoiles, en particulier des étoiles éloignées, diffère de celle des étoiles de la même classe spectrale, voisines du Soleil par exemple. La différence s'explique par l'insuffisance, dans la partie bleue du spectre, du rayonnement qui conduit à son rougissement apparent. Il en résulte que pour bien des étoiles, en particulier dans le voisinage de la Voie lactée, le rapport établi au § 149 entre l'indice de couleur et la classe spectrale se trouve compromis.

La caractéristique quantitative de ce phénomène est facilitée par l'introduction de la notion d'*excès de couleur CE* ou $E$ ; on appel-

le ainsi la différence entre l'indice de couleur observé de l'objet donné et l'indice de couleur propre à sa classe spectrale.

La composition spectrale du rayonnement est modifiée par cette même matière qui provoque l'absorption de la lumière. Cette absorp-



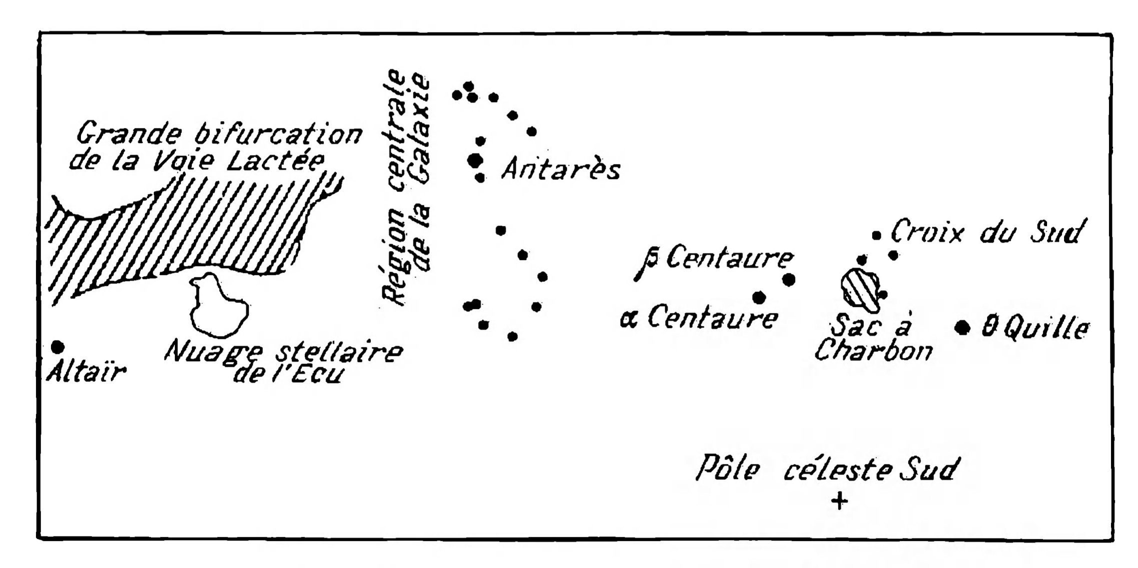



**Fig. 228. Voie lactée dans la direction du centre de la Galaxie:**
En haut — photographie ; en bas — position schématisée des objets isolés.

tion devient plus forte pour les rayons bleus que pour les rayons rouges.

Les mesures de la quantité de cette absorption faites dans les diverses plages du spectre montrent que dans le domaine visible sa valeur est inversement proportionnelle à la longueur d'onde du rayonnement. Un tel affaiblissement a lieu lorsque la lumière passe par un milieu constitué de particules solides (grains de poussière)

dont le diamètre est de l'ordre de la longueur d'onde et vaut en moyenne :

$$2r = 0{,}8\ \mu$$

alors que leur section droite

$$\pi r^2 \approx 5 \cdot 10^{-9}\ \mathrm{cm}^2.$$

Dans les conditions du milieu interstellaire, les particules solides, qui ressemblent à des cristaux de glace, peuvent se former par condensation des molécules, tout comme les particules de la fumée qui se forment par combustion des produits gazeux. (La présence des molécules dans le milieu interstellaire est confirmée par des observations spectrales.)

La densité $\rho$ des grains de poussière qui se forment de la sorte doit être légèrement plus faible que celle de la glace ; on peut donc considérer que $\rho \approx 0{,}5$ g/cm³. En tenant compte des dimensions ci-dessus, on obtient la masse d'une particule isolée

$$m = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho \approx 10^{-13}\ \mathrm{g}.$$

Il s'avère que l'absorption, que nous désignerons par $\Delta m$, des rayons de couleur définie et exprimée en magnitudes est proportionnelle à l'excès de couleur, c'est-à-dire

$$\Delta m = \gamma \cdot CE. \qquad (12.8)$$

Le coefficient de proportionnalité $\gamma$ est voisin de 4, si l'absorption est mesurée en magnitudes photographiques, et de 3, si elle est évaluée en magnitudes apparentes. Si l'absorption interstellaire de la lumière n'existait pas, les étoiles « paraîtraient » plus brillantes et, au lieu de la magnitude $m$ observée, on aurait

$$m' = m - \Delta m = m - \gamma \cdot CE \qquad (12.9)$$

Pour les étoiles voisines éloignées du Soleil à 1000 pc, l'excès de couleur est, en moyenne, de $0^m{,}5$, ce qui d'après la formule (12.9) signifie que leur rayonnement apparent est affaibli de

$$\Delta m = 1^m{,}5,$$

c'est-à-dire de quatre fois. Par conséquent, l'épaisseur optique du milieu interstellaire de 1 kpc est en moyenne

$$\tau_{1\mathrm{kpc}} = \frac{\Delta m}{1{,}08} \approx \frac{1{,}5}{1{,}08} \approx 1{,}4.$$

On voit que la moyenne de cette valeur s'obtient par les mesures de l'absorption dans des directions différentes. Dans certaines zones isolées, l'absorption peut être plus petite, alors que dans d'autres,

bien plus grande. Par exemple, nous avons vu qu'un tel affaiblissement (de $1^m,2$) est propre à la nébuleuse du Sac à Charbon de 8 pc de diamètre. On en déduit que la quantité de sa matière est à peu près la même qu'en moyenne il y en a dans l'espace interstellaire sur une distance de 1000 pc, c'est-à-dire que la densité de sa matière absorbante est 100 fois plus grande.

Evaluons maintenant la quantité des grains de poussière isolés qui provoquent l'absorption interstellaire de la lumière. Supposons que l'action absorbante des particules se ramène à une simple écranisation de leur rayonnement. Alors, si l'on tient compte du sens physique qu'on prête à l'épaisseur optique $\tau$, on obtient que pour $\tau_{1 kpc} = 1,4$, les diamètres de toutes les particules dans une colonne de 1000 pc d'un diamètre de 1 cm² font au total 1,7 cm². Puisque le diamètre de chaque particule est, en moyenne, de $5 \cdot 10^{-9}$ cm², cette colonne compte en tout

$$N = \frac{1,4}{5 \cdot 10^{-9}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ particules.}$$

Le volume de cette colonne

$$V = 10^3 \text{ pc} \cdot 1 \text{ cm}^2 = 3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^3.$$

Donc, le volume qui revient à une particule

$$v = \frac{V}{N} = \frac{3 \cdot 10^{21}}{3 \cdot 10^8} = 10^{13} \text{ cm}^3,$$

c'est-à-dire un cube dont le côté est supérieur à 200 m. La quantité inverse donne la concentration des grains de poussière

$$n = \frac{N}{V} = 10^{-13} \text{ particules/cm}^3.$$

En réalité, les particules de $10^{-4}$ à $10^{-5}$ cm de diamètre absorbent beaucoup plus de lumière que les écrans de mêmes dimensions. C'est pourquoi le résultat obtenu est à peu près deux fois plus grand que la valeur réelle.

Même une teneur aussi faible en grains de poussière minuscules de l'espace interstellaire implique une correction importante à la méthode de définition des distances par comparaison des magnitudes apparente et absolue. En effet, pour obtenir une valeur correcte de $r$, il faut porter dans la formule (11.6) non pas $m$, mais $m'$ : il en résulte

$$\log r = 1 + 0,2\,(m - M - \gamma \cdot CE). \qquad (12.10)$$

Si, par exemple, l'excès de couleur dans les rayons photographiques atteint une magnitude, la distance obtenue sans tenir compte de l'absorption interstellaire, sera huit fois supérieure à la valeur reelle!

Pour élucider la nature physique de la matière absorbante, nous avons utilisé la valeur moyenne de l'absorption sélective de la lumière par unité de longueur dans le voisinage du Soleil. Examinons maintenant la variation de l'absorption globale dans différentes directions, c'est-à-dire la grandeur et la forme de la couche absorbante tout entière.

L'absorption est la plus forte près du plan galactique (surtout dans la direction du centre) et varie dans de grandes limites. Avec l'éloignement du plan de la Voie lactée, l'absorption interstellaire se décroît rapidement par suite de la diminution de l'épaisseur de la couche absorbante située sur la ligne de visée. Cette diminution est à peu près proportionnelle au cosinus de l'angle $b$ formé par le plan galactique et la ligne de visée. Dans la direction perpendiculaire au plan galactique (pôle de la Galaxie), l'absorption globale de la lumière visible (c'est-à-dire sur toute l'épaisseur de la couche et non pas par 1 kpc) est d'environ $0^m,4$.

La proportionnalité entre l'absorption et $\cos b$ signifie que la couche absorbante est aplatie. Nous avons obtenu une relation analogue après avoir déterminé l'épaisseur optique de l'atmosphère terrestre, lorsque nous avons supposé que ses couches étaient plates et parallèles (§ 118). La grandeur de l'absorption dans la direction perpendiculaire au plan de la Galaxie ($0^m,4$) constitue $^1/_4$ de la valeur moyenne de l'absorption $\Delta m$ par 1 kpc. C'est pourquoi en supposant que la couche de poussière est homogène, on obtient que son épaisseur est tout au plus

$$\frac{1000}{4} = 250 \text{ pc.}$$

Ainsi, la poussière se rapporte au sous-système aplati de la Galaxie et se répartit dans les limites du disque dont l'épaisseur est de quelques centaines de parsecs. L'aspect extérieur des nébuleuses de poussière permet de supposer que la distribution de la matière dans ce disque est d'une allure filamenteuse.

Parfois, on parvient à observer une partie de la nébuleuse de poussière, illuminée par une étoile de son voisinage, brillante, mais pas très chaude. Le diamètre de la région illuminée est généralement inférieur à 1 pc. Cependant même dans des volumes aussi petits, la distribution de la matière est très irrégulière. On observe souvent des filaments très fins dont la convexité est tournée du côté inverse par rapport à l'étoile qui les éclaire et qu'on trouve, d'habitude, facilement d'après les spectres de l'étoile et de la nébuleuse qui se ressemblent. Il en découle que la fluorescence est due aux grains de poussière qui reflètent le rayonnement de l'étoile, c'est pourquoi les nébuleuses brillantes s'appellent nébuleuses *par réflexion*. Ces nuages sont très nombreux (8-10 par 1000 pc) dans les bras spiraux de la Galaxie (cf. § 168), où ils sont associés aux nébu-

leuses de gaz et forment ce qu'on appelle des *complexes de gaz et de poussière.*

L'étude de la variation de l'absorption, avec la distance, dans une direction déterminée, montre que la poussière se concentre en nuages discrets, dont chacun s'étend, en moyenne, sur 5-10 pc et absorbe une vingtaine de pour cent de lumière passante. Ceci correspond à un affaiblissement de $0^m,25$, soit six fois plus faible que l'affaiblissement moyen de la lumière par 1 kpc dans le voisinage du Soleil. C'est pourquoi, dans un nuage isolé, il y a autant de matière le long du rayon visuel qu'il y en a, en moyenne, le long de $\frac{1000}{6} = 170$ pc. Cela signifie que pour des nuages de 5 à 10 pc, la densité de certains d'entre eux doit être des dizaines de fois supérieure à la densité moyenne (comme nous l'avons vu dans le Sac à Charbon, elle est 100 fois plus forte).

Elle est plus grande encore dans les petites formations fort denses de quelques dixièmes de parsec de diamètre appellées *globules* et observées souvent sous la forme de taches circulaires sombres sur un fond de nébuleuses brillantes.

La concentration de la poussière dans ces formations est des dizaines et des centaines de fois plus élevée que dans les nuages de poussière, même les plus denses. Nous voyons que la densité du milieu interstellaire varie fortement d'une région à une autre, étant en général, d'autant plus grande que les dimensions de la région considérée sont plus petites. Il se peut donc que la condensation des nuages interstellaires en nébuleuses denses conduise finalement à la formation des étoiles.

Pourtant dans ce processus, l'importance du gaz, également présent dans le milieu diffus interstellaire, est beaucoup plus grande que celle de la poussière. La quantité de gaz est, en moyenne, 100 fois supérieure à celle de la poussière.

## § 168. Gaz interstellaire

Les étoiles chaudes font briller le gaz de leur voisinage. Il est d'usage d'appeler les régions les plus brillantes du gaz interstellaire *nébuleuses diffuses*, dont la plus brillante est celle de la constellation d'Orion, visible même à l'œil nu (fig. 229). Il existe beaucoup d'autres nébuleuses diffuses tout aussi remarquables, telles que les nébuleuses Oméga, Lagune, Trifide dans le Sagittaire, Amérique du Nord et Pélican dans le Cygne, la nébuleuse près de $\eta$ Quille, Rosette dans le Licorne et bien d'autres. Actuellement on en connaît 400 environ.

Les spectres de toutes les nébuleuses diffuses comportent des raies d'émission brillantes qui témoignent de la nature gazeuse de la fluorescence. Parfois ces raies se superposent sur un fond con-

tinu faible. Celles qui ressortent le mieux sont les raies d'hydrogène de la série de Balmer, parmi lesquelles les deux premières sont généralement les plus brillantes. Les autres raies sont pour la plupart interdites et appartiennent à l'oxygène une et deux fois ionisé ainsi qu'à plusieurs autres éléments, par exemple tels que le carbone, l'azote, le néon.

A l'intérieur des nébuleuses diffuses ou dans leur voisinage immédiat se trouve toujours une étoile, généralement de la classe



**Fig. 229. Grande nébuleuse d'Orion.**

spectrale O ou BO. Ces étoiles chaudes émettent un rayonnement ultraviolet puissant qui ionise le gaz ambiant et détermine sa fluorescence.

Un photon ultraviolet puissant du rayonnement de l'étoile doit être tôt ou tard absorbé par un atome de la nébuleuse, ce qui peut amener son excitation ou, ce qui est plus fréquent, sa ionisation, c'est-à-dire l'arrachement d'un électron de l'atome. L'électron libre acquiert une énorme vitesse de l'ordre de quelques centaines de kilomètres par seconde. En percutant d'autres particules, il leur transmet une partie de son énergie cinétique et augmente ainsi la température du gaz.

Le gaz ionisé est également le siège des processus inverses, lorsque l'électron « reprend » sa « place » en émettant son énergie cinétique sous la forme de photons. Il importe de souligner que, dans ces conditions, ce n'est pas le photon ultraviolet absorbé auparavant

qui est émis, mais quelques photons de faible énergie des rayons visibles dans les raies spectrales isolées. Ainsi, les nébuleuses diffuses sont le siège d'une sorte de « fragmentation » des photons ultraviolets émis par l'étoile responsable de la fluorescense de la nébuleuse. En déterminant l'énergie totale que rayonne la nébuleuse dans une raie spectrale (intensité de la raie), on établit facilement le nombre d'atomes émetteurs situés le long du rayon visuel et, en tenant compte des dimensions de la nébuleuse, on trouve la moyenne d'atomes pouvant se trouver en 1 cm$^3$. Il s'avère que dans les nébuleuses les plus brillantes la concentration atteint 100 particules/cm$^3$, ce qui est des millions de fois inférieur par rapport à la couronne solaire et des milliards de fois supérieur à la raréfaction du meilleur des vides que l'on puisse obtenir dans les laboratoires terrestres.

Parmi les raies interdites, les mieux accusées sont les raies nébulaires aux longueurs d'onde de 5007 et de 4950 Å émises par l'oxygène deux fois ionisé, ainsi que deux raies serrées de O II aux longueurs d'onde d'environ 3727 Å. Avant l'établissement de la nature de ces raies on les attribuait à l'élément hypothétique, nébulium.

L'apparition des raies interdites s'explique par raréfaction très poussée de la nébuleuse. Dans un gaz plus dense, les atomes excités n'ont pas le temps d'émettre des raies interdites parce que bien avant que cela puisse avoir lieu, ils rencontrent d'autres particules et leur transmettent l'énergie de leur excitation. Dans les conditions des nébuleuses diffuses, la vitesse des particules est de l'ordre de 500 km/s. Les électrons acquièrent cette vitesse à la température de 10 000°. C'est pourquoi l'intervalle de temps entre les collisions consécutives des particules est sans doute plus grand que le temps pendant lequel un ion O III parvient à émettre la raie interdite, émission à laquelle les collisions ne font donc pas d'obstacle.

Dans certaines régions très étendues du ciel on observe une lumière analogue à celle des nébuleuses diffuses, mais si faible qu'elle n'est décelée que dans la raie rouge d'hydrogène $H_\alpha$, la plus intense. Ces soi-disant *champs d'hydrogène* représentent des nuages ordinaires de matière interstellaire dans lesquels le gaz est ionisé par le rayonnement des étoiles chaudes. La concentration moyenne des atomes y est de 10 particules/cm$^3$, c'est-à-dire dix fois plus faible que dans les nébuleuses diffuses.

Le gaz interstellaire peut être observé tant au cours de l'émission que de l'absorption. Les spectres des étoiles éloignées font parfois voir de fines raies d'absorption qui se distinguent des raies spectrales de l'étoile par leur forme extérieure et le déplacement Doppler. Ces raies s'observent nettement surtout dans le spectre des étoiles chaudes bien qu'elles n'en possèdent généralement pas. La partie majeure de ces *raies d'absorption interstellaires* appartiennent au calcium ionisé et neutre, au sodium neutre, au potassium

et au fer neutres, au fer et au titane ionisés, ainsi qu'à certaines combinaisons moléculaires.

Dans certains cas, les raies interstellaires se dédoublent en plusieurs composantes à déplacements Doppler différents. Ceci traduit le fait qu'elles résultent de l'absorption de la lumière de l'étoile par les nuages du gaz interstellaire situés entre le gaz et l'observateur. D'après les déplacements Doppler, on trouve aisément les vitesses relatives des nuages qui valent, en moyenne, 7 à 8 km/s.

D'après les raies d'absorption interstellaires, on juge de la quantité du gaz qui produit cette absorption. D'autre part, comme nous venons de le voir, l'étude du rougissement de la lumière interstellaire renseigne sur la quantité de poussière dans l'espace entre les étoiles. La confrontation des résultats de ces études permet de tirer une conclusion importante selon laquelle, dans la plupart des cas, la masse de gaz est, en moyenne, proportionnelle à celle de poussière. Par conséquent, le gaz et la poussière galactiques doivent se trouver en principe dans les mêmes régions. Ainsi, les nuages de poussière et de gaz sont les mêmes objets, c'est-à-dire des nuages de matière diffuse composés de gaz et de poussière.

Il se trouve que la masse de poussière dans la Galaxie est, en moyenne, 100 fois inférieure à celle de gaz. Toutefois, des observations plus rigoureuses montrent que dans certaines zones ce rapport peut varier sensiblement. Par exemple, de nombreuses nébuleuses ont à leurs frontières des masses denses de gaz froid bien plus riches en poussière. Dans d'autres cas, des formations sombres analogues aux globules déjà citées, sont parsemées dans des nébuleuses brillantes.

Les méthodes radioastronomiques de l'étude du gaz interstellaire permettent d'obtenir beaucoup plus de données que l'exploration optique. Le rayonnement radio de la Galaxie renseigne en principe sur la distribution de l'hydrogène à de très grandes distances.

La figure 230 représente les isophotes (lignes de même brillance) du rayonnement radio sur des ondes métriques produit par l'hydrogène ionisé d'après les lois du rayonnement thermique. Il apparaît dans le gaz ionisé par suite de petites variations de l'énergie cinétique des électrons libres lors de leur rapprochement des ions (transitions libres-libres). En vertu de la petite différence d'énergies, le rayonnement se situe essentiellement dans la plage des ondes radio.

L'étude de la distribution du rayonnement radio thermique de l'hydrogène ionisé montre que dans la région adhérente au noyau galactique d'un rayon de 2000 pc le gaz ionisé n'existe presque pas. Puis à la distance de 3000 à 3500 pc du centre (concentration de 0,2 atome/cm$^3$), sa densité atteint son maximum, après quoi elle diminue lentement avec l'augmentation de la distance. L'hydrogène est ionisé dans environ 5 % des nuages avoisinant le plan galactique. La masse totale du gaz ionisé est égale à environ 100 millions de

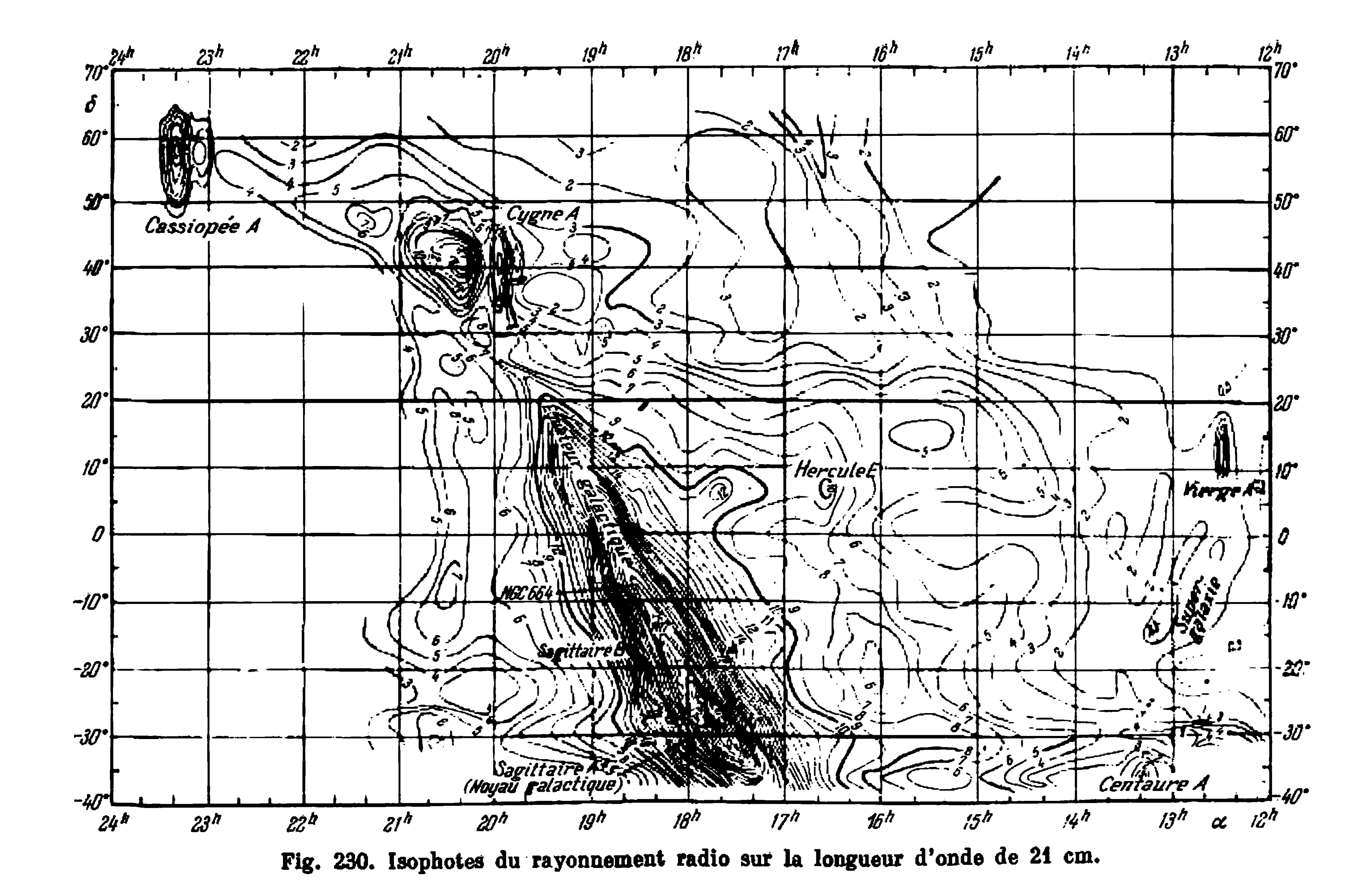



**Fig. 230. Isophotes du rayonnement radio sur la longueur d'onde de 21 cm.**

masses solaires, ce qui constitue tout au plus 0,1 % de la masse de toute la Galaxie.

Le reste du gaz interstellaire est neutre, non ionisé. Certaines données sur cette composante nous ont été fournies par les raies d'absorption interstellaires. Cependant, le tableau général de distribution de l'hydrogène neutre et par là même de toute la matière diffuse de la Galaxie n'est donné que par l'étude du rayonnement radio monochromatique de l'hydrogène sur l'onde de 21 cm.

La quantité totale d'atomes d'hydrogène qui rayonnent sur la longueur d'onde de 21 cm est si grande que la couche située dans le plan de la Galaxie n est sensiblement opaque à cette émission que sur une étendue de 1 kpc. C'est pourquoi, si tout l'hydrogène neutre de la Galaxie était fixe, il serait impossible de l'observer au-delà d'une distance supérieure à 3 % du diamètre de la Galaxie. Heureusement, cela n'a lieu que dans la direction du centre et de l'anticentre, dans laquelle, comme nous l'avons vu au § 167, il n'y a pas de mouvements relatifs dans le sens du rayon visuel. Toutefois, dans toutes les autres directions, la rotation galactique fait que la différence des vitesses radiales des objets différents augmente avec la distance. C'est pourquoi on considère que chaque région de la Galaxie, caractérisée par une valeur définie de la vitesse radiale, émet, par déplacement Doppler, si l'on peut dire sa « propre » raie dont la longueur d'onde n'est point de 21 cm, mais un peu plus grande ou plus petite, en fonction de la direction de la vitesse radiale. Dans les volumes de gaz plus proches, ce déplacement est différent, c'est pourquoi ils n'empêchent pas l'observation des régions plus éloignées. Le profil de chacune de ces raies donne une idée de la densité du gaz à une distance qui correspond à la grandeur donnée de l'effet de la rotation différentielle de la Galaxie. La figure 231 représente la distribution de l'hydrogène neutre ainsi obtenue et montre que cette distribution est irrégulière. Des densités plus fortes s'ébauchent à des distances définies du centre, qui seraient les éléments de la structure en spirale galactique, confirmée par la distribution des étoiles chaudes et des nébuleuses diffuses.

La polarisation de la lumière découverte dans les étoiles éloignées permet de supposer que les bras en spirale matérialisent la direction des lignes de force de la partie principale du champ magnétique de la Galaxie que nous examinerons en étudiant les rayons cosmiques. L'influence de ce champ explique le fait de l'allongement, dans le sens des bras en spirale, de la plupart des nébuleuses brillantes, de même que des nébuleuses obscures, l'apparition même étant en quelque sorte liée au champ magnétique.

Dans l'ensemble, les propriétés physiques de la matière diffuse dépendent de la densité de la matière et de la proximité des étoiles chaudes. La grande partie de la matière diffuse n'a pas d'étoiles chaudes à sa proximité. Ce sont des nébuleuses obscures de poussière,

des régions de fluorescence de la raie de 21 cm de l'hydrogène neutre, des nuages créant des raies d'absorption interstellaires dans les spectres des étoiles éloignées. Dans toutes ces régions, l'hydrogène, l'élément le plus abondant, est à l'état neutre, c'est-à-dire à l'état H I. C'est pourquoi les zones appropriées sont dites régions H I.

La partie restante relativement petite du milieu diffus entoure les étoiles chaudes qui l'ionisent par leur rayonnement. On y rap-

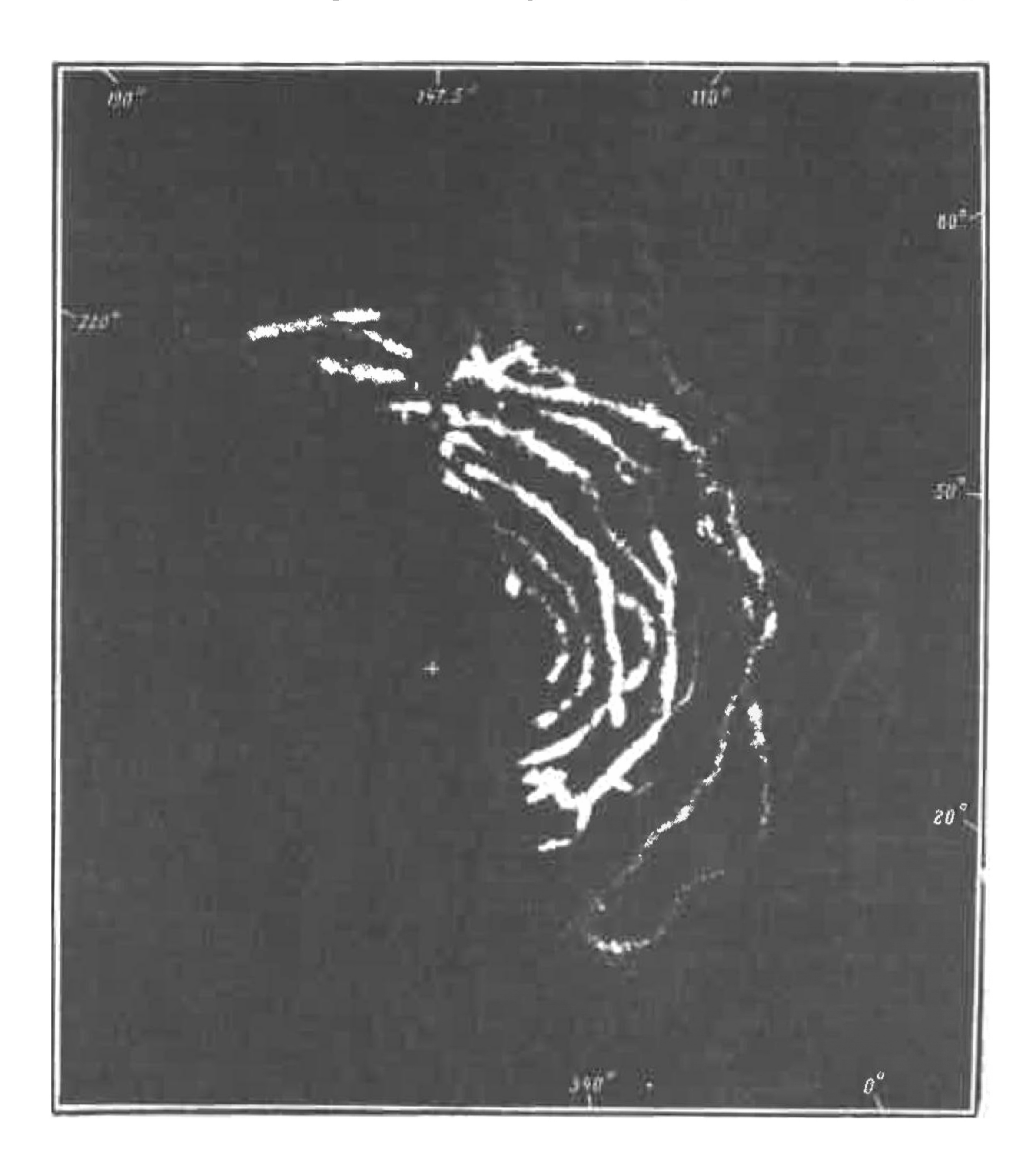



Fig. 231. Distribution des nuages d'hydrogène neutre dans la Galaxie d'après les observations effectuées sur la longueur d'onde de 21 cm.

porte les nébuleuses diffuses, les champs d'hydrogène, les radiosources métriques. A la différence des premières, ces zones s'appellent régions H II.

Les *régions H I* sont les zones les plus froides du milieu interstellaire. Le rayonnement global de toutes les étoiles éloignées n'est capable d'échauffer le milieu interstellaire extrêmement raréfié qu'à des températures de quelques dizaines de degrés au-dessus du zéro absolu. Par conséquent, à cette température, chaque particule possède, en moyenne une énergie de quelques millièmes d'électron-volt. Cette grandeur est des dizaines de milliers de fois plus petite que l'énergie cinétique de ces mêmes particules produite par le mouvement des nuages à des vitesses moyennes de 7-8 km/s.

Il importe de souligner que les nuages éloignés l'un de l'autre d'une distance ne dépassant que cinq fois leurs dimensions, entrent de temps en temps en collision. En vertu de la raréfaction exceptionnelle de la matière, il se produit une pénétration réciproque des particules de deux nuages en collision. Dans ces conditions, les particules isolées de ces nuages s'entrechoquent et échangent leur énergie; il en résulte que l'énergie cinétique du mouvement relatif des nuages comme d'un tout entier doit se transformer en énergie cinétique des particules isolées. Ce processus augmente de quelques milliers de degrés la température des nuages en collision et excite les atomes. Puis se produit un refroidissement rapide parce que les ions de fer, de soufre et d'autres éléments émettent des photons qui quittent librement le milieu. Ce refroidissement se poursuit jusqu'à la collision suivante avec un nuage quelconque, qui survient environ dix millions d'années plus tard. Il s'ensuit qu'à chaque moment donné, il doit exister un très grand nombre de nuages aux températures fort variées, allant de quelques dizaines à quelques milliers de degrés.

La température des nuages peut s'établir directement à partir de l'intensité de l'émission sur 21 cm, qui est un rayonnement radio global de tous les nuages situés le long du rayon visuel. De plus, il faut tenir compte de ce que les nuages plus froids sont plus opaques et que c'est bien d'eux que dépend généralement la valeur moyenne obtenue. D'après les observations radio de la raie de 21 cm, cette intensité moyenne est la même que celle d'un corps porté à une température de 125°. Pour la pluralité des nuages se trouvant à des stades de refroidissement différents, cela signifie que leur température moyenne est d'environ 1000°.

Les *régions H II* ont une autre température qu'on détermine avec plus de sûreté que celle des régions H I, grâce à plusieurs méthodes accessibles. La température des régions H II peut être déterminée après avoir étudié les processus atomiques élémentaires propres aux atomes d'un gaz. La source principale d'énergie est le rayonnement ultraviolet ionisant de l'étoile dans lequel le rôle

principal revient à l'ionisation de l'hydrogène qui est l'élément le plus abondant. Chaque électron libéré par suite de l'absorption par l'atome d'un proton ultraviolet acquiert une énergie cinétique égale à celle de ce photon moins l'énergie de l'ionisation. En entrant en collision avec d'autres particules libres, les électrons éjectés leur transmettent une partie de l'énergie, acquise par ionisation, et échauffent le gaz.

Pour que la température du gaz ait une valeur constante bien définie, cet échauffement doit être compensé par une perte d'énergie due au rayonnement de la nébuleuse, principalement dans les raies interdites de l'oxygène ionisé.

Le calcul montre qui si le nombre des atomes d'oxygène est 1000 fois plus petit que celui des atomes d'hydrogène, l'équilibre survient à la température de 8000°.

## § 169. Rayons cosmiques et halo galactique

Le milieu diffus étudié aux paragraphes précédents est composé essentiellement du gaz qui forme le sous-système aplati de la Galaxie. Une question donc se pose : quelle est la nature du milieu interstellaire à de grandes distances du plan galactique? La présence dans ce milieu du gaz, même très raréfié, devient évidente du seul fait que les nébuleuses planétaires qui se libèrent de leur enveloppe gazeuse, se rencontrent à des distances importantes du plan galactique.

Les données les plus importantes sur la nature du milieu interstellaire de cette zone sont fournies par l'étude des *rayons cosmiques* représentant des particules élémentaires et des noyaux atomiques très énergiques qui se déplacent à des vitesses énormes voisines de celle de la lumière. L'énergie de ces particules est en effet considérable (des centaines de milliards d'électrons-volts). En traversant l'atmosphère terrestre, les rayons cosmiques percutent les molécules de l'air et produisent une multitude de nouvelles particules énergiques (rayons cosmiques secondaires).

D'après leur composition chimique, les rayons cosmiques primaires diffèrent de la matière, dont la majorité des étoiles sont composées, par une teneur relativement élevée en certains éléments (tableau 14), notamment en lithium, béryllium et bore qui n'existent pratiquement pas dans l'espace à cause de réactions nucléaires qui les font « brûler » dans les étoiles. La teneur des rayons cosmiques en éléments les plus lourds, tels que Ca, Fe, Ni dépasse de quelques dizaines de fois sa valeur moyenne dans l'espace.

La grande teneur anomale en lithium, béryllium et bore s'explique par la fission des noyaux lourds sous l'effet de la collision avec les noyaux des atomes du gaz interstellaire (essentiellement avec des protons et des particules alpha). Ces collisions augmentent le

*Tableau 14*

**Teneur en éléments chimiques des rayons cosmiques et en moyenne dans l'Univers (nombre relatif d'atomes)**

| | Rayons cosmiques | Moyenne de l'Univers |
|---|---|---|
| H | 1000 | |
| He | 68 | 152 |
| Li, Be, B | 1,5 | $1{,}5 \cdot 10^{-6}$ |
| C N, O, F | 4,4 | 1,5 |
| Autres éléments (principalement Ne, Fe, Mg, Si, S, Al, Ni, Ca) | 1,9 | 0,15 |

nombre relatif de noyaux légers et diminuent la teneur en éléments lourds (surtout, en fer). Pour que les quantités observées le Li, Be et B se forment dans le flux des rayons cosmiques, il faut qu'ils passent par une couche constituée d'au moins 3 g/cm² de matière. La distribution des rayons cosmiques étant isotrope à la différence de celle des étoiles chaudes et du milieu interstellaire, pour évaluer la grandeur de leur parcours, on prend la densité moyenne du milieu interstellaire calculée sur tout le volume sphérique dont le diamètre est égal à celui du disque galactique. Cette densité moyenne est d'environ $10^{-26}$ g/cm³ ou 0,01 atome d'hydrogène par 1 cm³.

La hauteur du cylindre ayant une section de 1 cm², rempli de gaz de cette densité et contenant 3 g de matière, est

$$l = \frac{3 \text{ g/cm}^2}{10^{-26} \text{ g/cm}^3} = 3 \cdot 10^{26} \text{ cm} = 3 \cdot 10^{8} \text{ pc},$$

ce qui dépasse des dizaines de milliers de fois les dimensions de la Galaxie.

Dans le chapitre suivant nous verrons que certaines sources de rayons cosmiques peuvent être très éloignées de la Galaxie. Cependant la puissance des plus connues est insuffisante pour expliquer la quantité observée de rayons cosmiques.

Par conséquent, il faut admettre que les rayons cosmiques, au sein de la Galaxie, parcourent de grandes distances et changent constamment de direction. L'unique cause capable de modifier la trajectoire d'une particule chargée qui se déplace à une vitesse voisine de celle de la lumière, est le champ magnétique qui, comme on le sait déjà, n'empêche pas les particules chargées de se déplacer le long des lignes de force, sans les laisser toutefois passer dans le sens transversal.

Dans le cas général, une particule chargée se déplace suivant une spirale autour des lignes de force du champ magnétique. Pour

une particule typique des rayons cosmiques qui se déplace dans un champ magnétique d'une intensité de $10^{-6}$ œ, le rayon de la spire qu'elle décrit est d'un cent-millionième de parsec ($3 \cdot 10^{13}$ cm) ou de 2 unités astronomiques, ce qui est négligeable par rapport aux dimensions de la Galaxie.

Puisque les lignes de force du champ magnétique de la Galaxie doivent se fermer, les rayons cosmiques ne peuvent s'en échapper librement. Pour les « retenir », l'intensité du champ ne doit pas être inférieure à $10^{-6}$ ou $10^{-5}$ œ.

L'isotropie des rayons cosmiques, c'est-à-dire l'impossibilité de « voir » les sources qui les émettent, témoigne de l'« enchevêtrement » très poussé des lignes de force du champ magnétique interstellaire dont il résulte la ressemblance du mouvement des rayons cosmiques dans ces lignes à la diffusion du gaz.

Pour calculer le temps moyen nécessaire à une particule pour parcourir cette distance complexe de la source à la Terre, il faut diviser la longueur du parcours obtenue ci-dessus ($10^{27}$ cm) par une vitesse voisine de celle de la lumière, c'est-à-dire par $3 \cdot 10^{10}$ cm/s. On obtient alors qu'il est de l'ordre de $3 \cdot 10^{16}$ s, c'est-à-dire des milliards d'années.

Si l'on connaît la durée de l'existence des rayons cosmiques observés, on calcule aisément la puissance nécessaire de leurs sources.

La concentration des rayons cosmiques étant de $10^{-11}$ cm$^{-3}$ et leur énergie moyenne, de $10^{10}$ eV, on obtient la densité de l'énergie des rayons cosmiques égale à $10^{-11}$ cm$^{-3} \cdot 10^{-2}$ erg $= 10^{-13}$ erg/cm$^3$. Le volume d'une sphère de diamètre égal à celui de la Galaxie (30 kpc $= 10^{23}$ cm) est $V = 5 \cdot 10^{68}$ cm$^3$. L'énergie totale des rayons cosmiques dans la Galaxie est donc de l'ordre de $10^{-13}$ erg/cm$^3 \cdot 5 \cdot 10^{68}$ cm$^3 = 5 \cdot 10^{55}$ ergs. Cette quantité d'énergie apparaît pendant $3 \cdot 10^{16}$ s, si la puissance des sources est égale à

$$\frac{5 \cdot 10^{55} \text{ ergs}}{3 \cdot 10^{16} \text{ s}} = 1{,}7 \cdot 10^{39} \text{ erg/s}.$$

Dans la Galaxie, les supernovæ sont la seule source d'une telle puissance. Il paraît que les explosions des supernovæ provoquent la formation des électrons rapides et des rayons cosmiques qui, à mesure de la dissipation de l'enveloppe, viennent s'ajouter au flux général des rayons cosmiques en formant le soi-disant *halo galactique*. L'existence des électrons relativistes aux vitesses et énergies énormes est confirmée par les observations radio. Sur les ondes métriques et encore plus longues, l'intensité du rayonnement cosmique est la même que celle d'un gaz porté à la température de centaines de milliers et de millions de degrés. Ce rayonnement se répartit dans le ciel d'une façon différente à celui de l'hydrogène ionisé de nature thermique qui croît fortement à mesure de l'approche du plan galactique. Sur des ondes métriques, la décroissance

du rayonnement radio, avec l'éloignement de la Voie lactée est bien plus lente, il se renforce quelque peu dans la direction du centre galactique. Ceci permet de constater que le rayonnement sur des ondes longues est d'une nature différente.

Le spectre de ce rayonnement ressemble beaucoup à celui de certaines sources discrètes, en particulier à celui des nébuleuses formées par l'explosion des supernovæ. La nature du rayonnement radio de ces dernières a été examinée au § 159 et s'expliquait par l'émission des électrons relativistes dans des champs magnétiques. Nous avons vu ci-dessus que les particules des rayons cosmiques se meuvent autour des lignes de force du champ magnétique de la Galaxie dans laquelle elles forment un sous-système sphérique. Il est évident que le gaz raréfié de ce halo contient, à part les rayons cosmiques, des électrons relativistes dont 1 % a été détecté dans les rayons cosmiques primaires.

L'émission de ces électrons produite par leur freinage dans les champs magnétiques galactiques est enregistrée par les télescopes conçus pour capter des ondes longues. A la différence du rayonnement thermique du gaz interstellaire, le rayonnement du halo galactique est dit non thermique. Il faut y rapporter, naturellement, le rayonnement du reste des explosions des supernovæ provoqué par les mêmes causes.

## § 170. Structure générale de la Galaxie

Ainsi, notre Galaxie est un énorme disque aplati à épaississement central de 30 000 pc de diamètre et composé d'étoiles, de gaz raréfié, de rayons cosmiques et de poussière. Nous nous trouvons à peu près dans son plan de symétrie à environ 2/3 de rayon de son centre. Faisons maintenant le bilan des propriétés de la Galaxie examinées aux paragraphes précédents, pour avoir une notion plus générale de sa structure.

Nous avons déjà mentionné les éléments les plus importants de la structure galactique, sa *condensation centrale* et ses *bras en spirale*.

La condensation centrale dont la plus grande partie est cachée par une matière sombre opaque occupe la partie intérieure de la Galaxie. Sa partie Sud, sous forme d'un nuage stellaire brillant dans le Sagittaire est la mieux observée dans l'infrarouge bien moins absorbé par la poussière. On parvient à observer également sa deuxième partie, celle du Nord. La bande puissante de poussière qui sépare les deux parties reste opaque, même pour les rayons infrarouges. La condensation centrale couvre une région de $28° \times 18°$ du ciel, ce qui correspond aux dimensions linéaires de $4{,}8 \times 3{,}1$ kpc.

Dans le sens du centre de la Galaxie, la ressemblance de la Voie lactée au système stellaire en spirale NGC 891, observé par la tran-

che, est frappante (fig. 232). Vu les dimensions de la condensation centrale, la Galaxie peut être associée aux spirales de la sous-classe Sb (cf. chapitre XIII).

Dans la condensation centrale de la Nébuleuse d'Andromède (cf. § 161 et fig. 219) on a découvert une formation énorme animée d'un mouvement de rotation du type d'un amas globulaire. Il est probable qu'un objet analogue existe dans la condensation centrale de notre Galaxie, où des récepteurs infrarouges ont détecté une

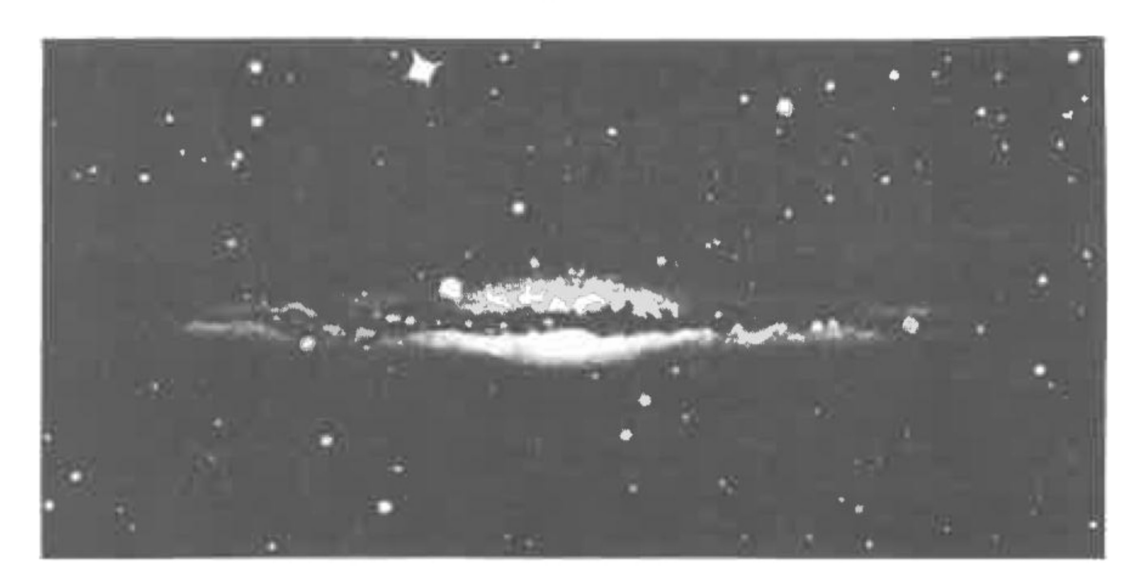


Fig. 232. Spirale NGC 891 vue de profil.

formation elliptique d'environ 10 pc de diamètre. Elle doit compter près de 30 millions d'étoiles, des géantes rouges, de préférence. On observe à son centre un petit noyau bien net d'un diamètre de 1,5 pc dans lequel sont concentrés 3 millions d'étoiles. Ainsi, la densité stellaire y est 10 millions de fois plus grande que dans le voisinage du Soleil. Les étoiles d'une densité aussi forte doivent être animées, à savoir qu'elles sont de plus animées d'un mouvement commun très rapide, de mouvements chaotiques de grande vitesse, peuvent se rapprocher sensiblement l'une de l'autre et même entrer en collision.

Nous avons déjà dit au § 168 que les méthodes radioastronomiques ont permis de déceler, à la distance de 3 kpc du centre de la Galaxie, un bras d'hydrogène s'élargissant dans le sens opposé au centre à une vitesse de 50 km/s. L'hydrogène une fois éloigné de la condensation centrale, sa distribution suggérée par les observations radio (cf. fig. 231) devient très compliquée et ne ressemble pas à la structure en spirale établie d'après la distribution des étoiles chaudes. Dans l'ensemble, l'hydrogène neutre forme dans la Galaxie un anneau large.

Dans la partie de la Galaxie où se trouve le Soleil, il y a plusieurs bras spiraux le long desquels se situent les amas de jeunes étoiles et les nuages de gaz et de poussière interstellaire (fig. 233). Les étoiles chaudes de l'Orion forment ce qu'on appelle le bras d'Orion,

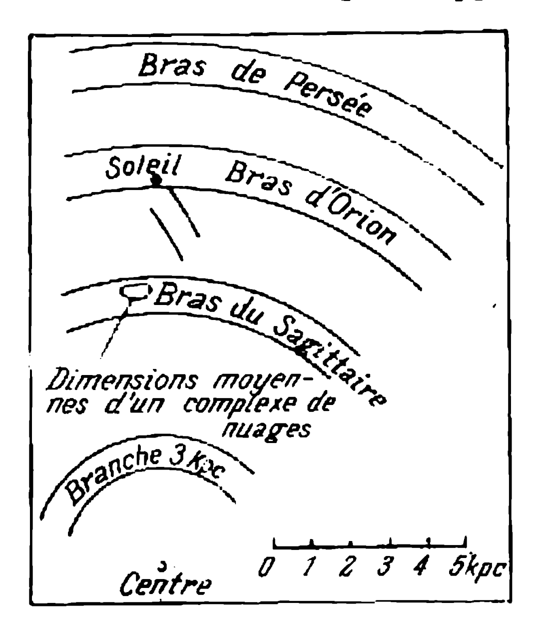



Fig. 233. Position des bras spiraux de la Galaxie dans le voisinage du Soleil.

avec à son bord le Soleil. On a découvert deux autres bras, ceux de Persée, plus éloigné du centre galactique, et de Sagittaire qui se trouve plus près du centre.

Il se peut que ces bras soient des ramifications de la même spirale. Toutefois, il n'est pas exclu que la Galaxie se compose de plusieurs bras liés à la condensation centrale.

Toutes ces idées sur la structure générale de la Galaxie ont été énoncées ces dernières années et sous beaucoup d'égards ne présentent que des suggestions préalables. De plus, il convient de souligner l'existence de bien des problèmes importants qu'il faudra élucider dans le domaine de la structure galactique.

# CHAPITRE XIII

# ASTRONOMIE EXTRAGALACTIQUE

## § 171. Classification des galaxies et leurs spectres

Dans un ciel très pur non éclairé par la Lune, dans la constellation d'Andromède on distingue à l'œil nu une tache nébulaire faible qu'on appelle Nébuleuse d'Andromède. Photographiée au télescope, c'est un grand système stellaire de structure en spirale



**Fig. 234. Grand Nuage de Magellan.**

qui, comme nous l'avons déjà dit, ressemble beaucoup à notre Galaxie (cf. fig. 219). Dans l'hémisphère céleste Sud se dessinent nettement deux autres systèmes stellaires les plus proches: le Grand et le Petit Nuages de Magellan (fig. 234 et 235). Sur les photos

prises au télescope on voit un grand nombre d'objets semblables qu'on appelle *nébuleuses extragalactiques* ou *galaxies.*

Les galaxies sont généralement désignées par une abréviation du catalogue et le numéro sous lequel elles y sont portées. Par exemple, la Nébuleuse d'Andromède dans le catalogue Messier porte le n° 31, et dans le « New General Catalogue » de Y.L.E. Dreyer,



**Fig. 235. Petit Nuage de Magellan.**

le n° 224 (cf. § 93). C'est pourquoi elle est notée M31 ou NGC 224.

La structure des galaxies est étudiée d'après leurs photographies. Malgré la diversité des formes, leurs principaux éléments structuraux sont analogues à ceux de notre système stellaire. La plupart des galaxies possèdent une condensation centrale plus brillante, alors que leurs parties extérieures ont très souvent une structure en spirale tantôt à peine visible, tantôt bien marquée. D'après leur aspect extérieur, les galaxies sont groupées en *elliptiques*, *spirales*, *irrégulières* et *anomales*.

Les g a l a x i e s e l l i p t i q u e s (E) ont la forme d'un ellipsoïde sans frontières bien nettes (fig. 236). La brillance radio-



Fig. 236. Galaxie elliptique NGC 205, satellite de la Nébuleuse d'Andromède.

électrique observée augmente progressivement de la périphérie vers le centre, la structure interne étant généralement absente.

Les galaxies en spirales (S) sont les plus nombreuses. Plus de la moitié des objets observés en font partie. Elles sont



Fig. 237. Spirale M 51.

tout d'abord représentées par notre Galaxie et par la Nébuleuse d'Andromède et se diffèrent des galaxies elliptiques par leur structure qui a la forme de bras en spirale.

On distingue deux types de spirales: les spirales, analogues à la Galaxie et désignées S ou SA, dont les bras prennent naissance

directement dans la condensation centrale (fig. 237) et celles (fig. 238), dont les bras partent des extrémités d'une formation allongée marquée à son centre par une condensation ovale. Il semble que les bras sont liés par une barre rectiligne, d'où le nom de *spirales barrées* affecté à ces galaxies; on les désigne par le symbole SB.

Les galaxies en spirales se distinguent par le degré de développement de leurs bras, désigné dans la classification par les lettres a, b,



Fig. 238. Spirale barrée NGC 1300.

ou c qui suivent les symboles S (SA) et SB. Par exemple, le symbole SA caractérise une galaxie à spirale peu développée ou à peine ébauchée. Dans les systèmes Sb, les bras sont déjà bien accusés comme dans la Nébuleuse d'Andromède, et les bras filamentaux des spirales Sc se ramifient à partir d'une condensation centrale relativement petite. Généralement, les dimensions de la condensation centrale sont d'autant plus petites que la structure spiralée est plus développée.

L'étude de la structure devient plus facile si le plan de la spirale est perpendiculaire au rayon visuel (cf. fig. 237). Lorsque celui-ci

repose dans ce plan, la structure spiralée est invisible; mais on voit bien que la galaxie est un objet plat semblable à une lentille à grossissement dans la partie centrale (cf. fig. 232). Le long de la ligne médiane d'une telle lentille s'étend une bande de matière qui absorbe la lumière et qui dans les spirales, tout comme dans notre Galaxie, se concentre fortement vers le plan principal.

Les bras spiralés sont des régions de naissance des étoiles, à en juger par la présence dans ces régions de nombreuses étoiles jeunes qui, tout autour d'elles et à de grandes distances, ionisent l'hydrogène.

Galaxies irrégulières (I). A titre d'exemple de ces galaxies, on peut citer les Nuages de Magellan (cf. fig. 234 et 235), bien que pour l'un d'eux on ait décelé des éléments de structure spiralée. Les galaxies irrégulières sont caractérisées par l'absence de condensation centrale et de structure symétrique, ainsi que par une faible luminosité et une teneur relativement élevée en hydrogène neutre.

Galaxies anomales. Ce sont des objets dont telle ou telle particularité rend impossible leur rangement dans l'une des classes ci-dessus.

Spectres des galaxies. Les spectres des nébuleuses extragalactiques comportent des raies d'absorption rappelant le plus souvent les spectres stellaires des classes A, F ou G, sur lesquels se superposent parfois les raies d'émission caractéristiques de la fluorescence des nébuleuses gazeuses. Ceci prouve que les nébuleuses extragalactiques sont des systèmes composés d'étoiles et de matière diffuse.

En règle générale, d'après leurs spectres les galaxies irrégulières rappellent les étoiles des classes A et F, les galaxies en spirales, les étoiles F et G, les galaxies elliptiques, les étoiles G et K. Cela signifie que les galaxies en spirales et irrégulières comportent un nombre relativement grand d'étoiles chaudes des classes spectrales jeunes, alors que les galaxies elliptiques sont composées de vieilles étoiles des classes spectrales avancées, analogues à celles du sous-système sphérique de la Galaxie.

La couleur du rayonnement permet également de définir les classes spectrales auxquelles appartiennent la majorité des étoiles de la galaxie. L'indice de couleur des galaxies et, quand cela est possible, de leurs parties isolées, est recherché par les mêmes méthodes que dans le cas des étoiles. Cependant, dans ces conditions, il faut tenir compte du déplacement vers le rouge (voir ci-dessous) ainsi que du rougissement produit par l'absorption de la lumière dans ces galaxies et dans la nôtre.

Il convient de noter le grand intérêt que présentent les *galaxies doubles et multiples* (comptant jusqu'à huit systèmes stellaires) dont les composantes sont en interaction. Ces composantes sont associées

par des ponts de matière brillante (fig. 239) ou baignent dans un nuage d'étoiles qui produit autour d'elles une sorte de brume.

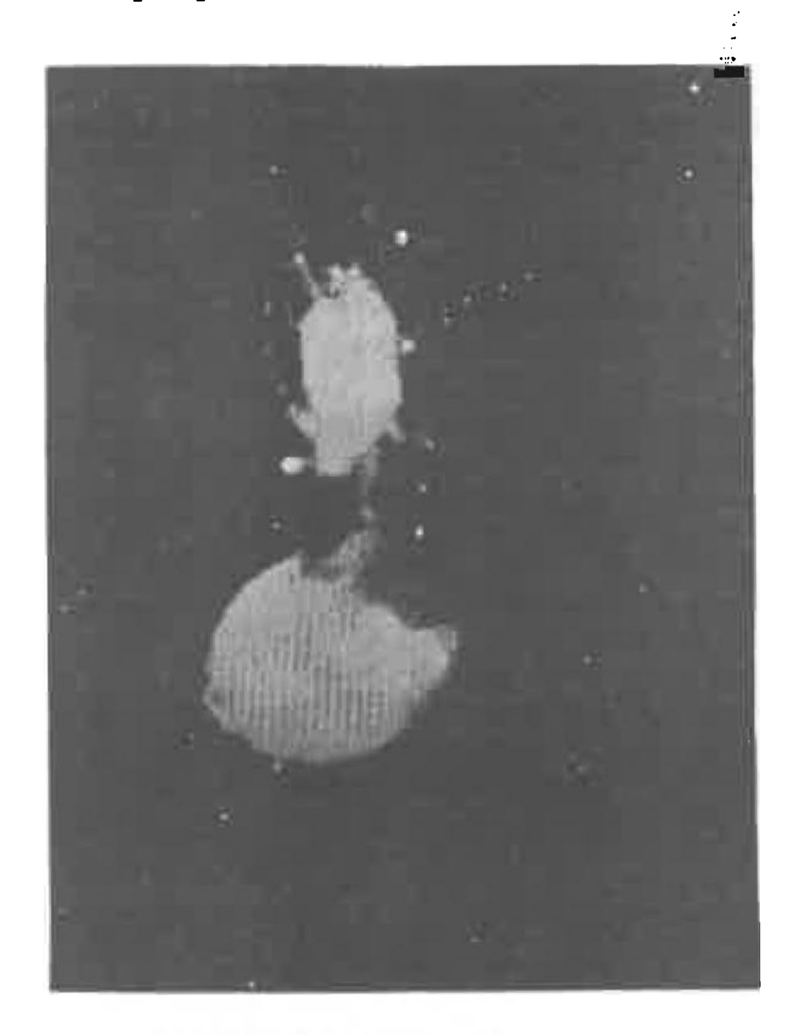


Fig. 239. Galaxies VV 21 en interaction.

Dans la plupart des cas, on réussit à expliquer les particularités des galaxies en interaction par l'effet de marée gravitationnelle produit par les membres du système.

## § 172. Détermination de la distance aux galaxies

Il existe quelques moyens de détermination des distances aux galaxies dont le plus simple s'applique à une galaxie qui possède des objets de magnitude bien connue. Par exemple, la magnitude des céphéides est donnée par la relation période-luminosité. La magnitude absolue des novae atteint au maximum $-9^m$, celle des amas globulaires, en moyenne, $-8^m$. Dans ces cas, pour déterminer

la distance, il suffit de trouver la magnitude apparente d'un tel objet et de calculer le module de distance, sans oublier de tenir compte de l'influence de l'absorption interstellaire de la lumière.

Pour définir les distances aux galaxies éloignées dans lesquelles on n'a pas décelé d'objets analogues à ceux qui viennent d'être indiqués, on fait appel aux dimensions angulaires apparentes ou à la magnitude apparente. Il est clair que pour cela il faut connaître les dimensions ou l'intensité lumineuse des galaxies du type considéré.

Enfin, il existe encore une méthode basée sur la détermination de la valeur du *déplacement vers le rouge*. Ce phénomène consiste en ce que toutes les raies spectrales des galaxies éloignées se déplacent vers l'extrémité rouge. Au dernier paragraphe du présent chapitre, nous verrons que ce déplacement des raies doit être interprété comme une augmentation des distances moyennes entre les galaxies de l'Univers, ce qui nous suggère l'idée d'une fuite des galaxies. Les observations montrent que la vitesse de cette fuite $V_r$ qui correspond au déplacement vers le rouge $\Delta\lambda$ croît avec la distance de façon à donner lieu à une relation linéaire entre $\log V_r$ et la magnitude apparente des galaxies de même éclat. Cette relation est traduite par la figure 240 dont chaque point est associé à la valeur moyenne de la magnitude apparente de quelques galaxies parmi les plus brillantes de l'amas des galaxies correspondant (cf. § 175). Les magnitudes moyennes des membres les plus brillants des amas doivent différer entre elles bien moins que celles des galaxies isolées en général, pour lesquelles la dispersion des points serait sensiblement plus grande que celle de la figure 240. Par ailleurs, le même éclat des objets correspond à la même valeur de $M$ dans la formule (11.5), qui conduit, dans ce cas, à une relation linéaire entre $m$ et $\log r$. C'est pourquoi la relation linéaire entre $m$ et $\log V_r = \log\left(c\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)$ signifie également la relation linéaire entre la vitesse de fuite et la distance, c'est-à-dire

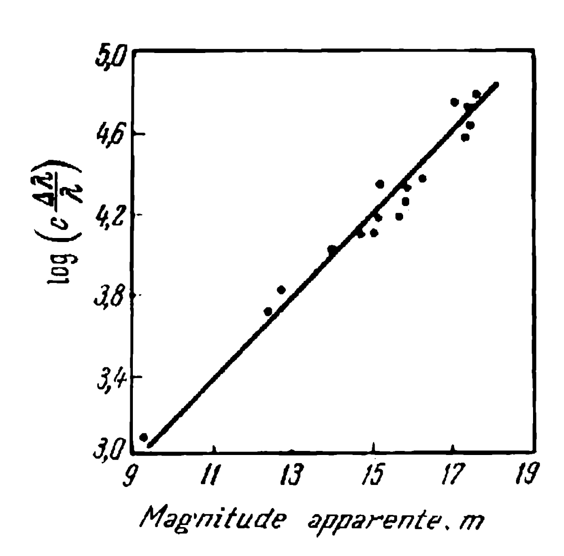



Fig. 240. Relation entre le logarithme du déplacement vers le rouge et la magnitude apparente des galaxies.

$$V_r = c\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = H\cdot r. \quad (13.1)$$

Dans cette formule, la distance $r$ est exprimée en mégaparsecs (Mpc)[1], le nombre $H$ est la *constante de Hubble* et joue un rôle important dans la cosmologie dont il sera question au § 176. La constante de Hubble calculée ces dernières années est évaluée à 50—100 km/s·Mpc. L'incertitude de cette estimation n'influe pourtant pas sur la détermination des distances relatives aux galaxies.

Si maintenant on réussit à obtenir le spectre d'une galaxie inconnue et à déterminer son déplacement vers le rouge, le calcul de la distance qui nous en sépare d'après la formule (13.1) devient plus facile.

## § 173. Propriétés physiques des galaxies

Les galaxies, même analogues, peuvent se distinguer considérablement par leurs dimensions, éclats, masses et autres caractéristiques.

Les dimensions linéaires des nébuleuses extragalactiques dont les distances sont connues s'obtiennent directement d'après leurs dimensions angulaires apparentes. Etant donné que la majorité des galaxies n'ont pas de frontières bien marquées et que leur densité diminue progressivement à partir du centre, le résultat de la détermination de leurs dimensions apparentes dépend de l'éclat qui délimite leur observation. Les étoiles des plus grandes galaxies spirales et elliptiques s'observent à des distances de 15 à 20 kpc du centre. Cependant il existe également des systèmes nains dont les dimensions sont d'un ordre plus petite.

Si l'on connaît la magnitude apparente $m$ d'une galaxie de même que la distance $r$, on peut calculer son éclat d'après la formule (11.5).

Les plus grandes galaxies ont une magnitude photographique absolue $M_{pq} = -21^m$, pour les galaxies E et S elle vaut, en moyenne, $M_{pq} = -19^m, 3$, ce qui correspond à une intensité lumineuse de quatre milliards de soleils. Les galaxies irrégulières sont 100 fois plus faibles.

Rotation des galaxies. En comparant le déplacement des raies spectrales dans les différentes parties d'une même galaxie, ou en mesurant l'étalement des raies de tout son spectre, on constate que les galaxies sont animées d'un mouvement de rotation. Les périodes de rotation des régions périphériques sont de l'ordre de $10^8$ ans. Généralement, les régions centrales des galaxies tournent à la même vitesse angulaire, c'est-à-dire comme des corps solides. La rotation des galaxies spirales suit probablement l'enroulement des bras.

Les masses des galaxies se déterminent sur la base des vitesses de rotation de leurs parties périphériques. Pour une estimation grossière de la masse, on suppose que la rotation vérifie

[1]) 1 Mpc = $10^6$ pc.

la loi de Kepler. Si la vitesse linéaire de rotation est désignée par $V$, en égalant les accélérations centripète et gravitationnelle, on obtient la masse de la galaxie

$$\mathfrak{M} = \frac{RV^2}{f}. \qquad (13.2)$$

Si l'on connaît la relation entre la vitesse de rotation et la distance au centre, on parvient, en principe, à calculer la distribution des masses dans la galaxie.

Les masses des galaxies doubles sont évaluées par la même méthode que celles des étoiles doubles, c'est-à-dire d'après les vitesses de leurs mouvements relatifs qui peuvent être déterminées d'après les déplacements Doppler des raies spectrales.

Il existe une relation définie masse-luminosité des galaxies, tout comme des étoiles, qui peut être également utilisée pour calculer les masses. La relation masse/luminosité des spirales et des irrégulières, exprimée en unités solaires, varie de 1 à 10. Pour les galaxies elliptiques, cette relation est de quelques dizaines. Par conséquent, la part essentielle des masses galactiques revient aux étoiles des classes spectrales évoluées, pour lesquelles la relation masse/luminosité est supérieure à l'unité.

Les masses de la plupart des galaxies observées s'échelonnent de $10^9$ à $10^{12}$ masses solaires. Si on élimine les systèmes nains, la valeur moyenne des masses est de $10^{11}$ masses solaires ou de $2 \cdot 10^{44}$ g.

Le tableau 15 consigne les principales caractéristiques physiques de certaines galaxies intéressantes.

*Tableau 15*

**Données sur les galaxies plus brillantes que $m_{ap} = 8{,}0$ et sur notre Galaxie**

| Galaxies | Type | Diamètre (kpc) | Distance (Mpc) | $m_{ap}$ | $M_{pg}$ | $\log (\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot)$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Galaxie | Sb | 30 | — | — | —20,9 | 11,0 |
| Grand Nuage de Magellan | I | 10 | 0,05 | 0,1 | —18,4 | 10,0 |
| Petit Nuage de Magellan | I | 4,3 | 0,06 | 2,4 | —16,3 | 9,2 |
| Système dans le Sculpteur | E | 0,6 | 0,08 | 7 | —11,2 | 8,5 |
| Système dans le Fourneau | E | 1,8 | 0,19 | 7 | —12,9 | 9 |
| NGC 55 | Sc | 38,4 | 2,4 | 7,1 | —20,4 | 10,5 |
| NGC 224 (Nébuleuse d'Andromède) | Sb | 40 | 0,69 | 3,5 | —21,8 | 11,3 |
| NGC 253 | Sc | 19,8 | 2,400 | 7 | —20,3 | 11,1 |
| NGC 598 | Sc | 17,4 | 0,72 | 5,8 | —18,7 | 10,7 |
| NGC 3031 | Sb | 33,2 | 3,3 | 6,9 | —20,3 | 11,3 |
| NGC 4045 | S | 14 | 5,0 | 7 | —22 | — |
| NGC 5128 | E | 15 | 5,0 | 6 | —23 | > 11,3 |

Condensations centrales. On les appelle parfois noyaux galactiques. C'est une région très importante et relativement peu étudiée encore, dont la part de la masse galactique est faible et qui est constituée d'étoiles analogues à celles de la composante sphérique de la Galaxie. Dans les spectres de ces condensations centrales des spirales, on voit à côté des raies d'émission des nébuleuses gazeuses, des raies d'absorption. Elles sont souvent très larges, ce qui témoigne de l'existence au centre même de la galaxie d'un ou des objets, probablement de nature non stellaire, qui rayonnent une énorme quantité d'énergie. L'élargissement des raies spectrales est défini par les vitesses de l'éjection du gaz, qui accompagne ce dégagement d'énergie. L'allure et la vitesse de ce mouvement ainsi que l'intensité lumineuse des noyaux donnent une idée de leur activité. Dans les galaxies analogues à la nôtre, l'activité du noyau est relativement faible. Cela signifie que l'écoulement du gaz à partir du centre est relativement calme, ses vitesses atteignant quelques dizaines de kilomètres par seconde.

Dans les régions centrales des galaxies de Seyfert [1]), on observe des mouvements de gaz et des éjections de nuages isolés à des vitesses atteignant des centaines et des milliers de kilomètres par seconde (jusqu'à 8500 km/s). Ces vitesses sont suffisantes pour que le gaz quitte définitivement la galaxie.

Les condensations centrales de ces objets sont très lumineuses. La part de leur éclat atteint quelques dizaines de pour cent de l'éclat global de la galaxie de Seyfert, la moitié étant due au rayonnement dans les raies spectrales.

Il existe des galaxies dont les régions intérieures font éjecter de la matière. La figure 241 en donne un exemple : M 82. Des flocons de matière gazeuse sont visibles à 3 kpc de la condensation centrale qui aurait éjecté ce gaz il y a quelques millions d'années. La vitesse des flocons de gaz éjectés atteint 1000 km/s, et leur masse globale constitue environ $5 \cdot 10^6$ masses solaires. Il est manifeste que le phénomène observé résulte d'une explosion qui a fourni au gaz une énergie cinétique supérieure à $10^{55}$ ergs.

Les noyaux actifs des galaxies font parfois preuve du renforcement de l'intensité des rayonnements infrarouge et X. L'intensité du rayonnement X des galaxies de Seyfert est de $10^{42}$ ergs/s, ce qui dépasse la puissance de son rayonnement dans la partie visible du spectre.

Radiogalaxies. Toutes les galaxies émettent des ondes radio plus ou moins fortes. Toutefois, le rayonnement radio de la plupart des galaxies constitue une part infime de l'intensité émise, alors que pour certaines galaxies le flux radio est comparable à l'intensité de leur rayonnement lumineux. Les galaxies de ce type

[1]) Galaxies aux noyaux actifs.

s'appellent *radiogalaxies*. L'intensité de leur rayonnement radio est souvent des milliers et même des dizaines de milliers de fois plus forte que dans les galaxies ordinaires.

Un exemple de radiogalaxie très intense est fourni par la galaxie associée à Cygne-A, une des sources de rayonnement radio de la constellation du Cygne. Entre ses deux composantes se trouve une



Fig. 241. Photographie de la galaxie M82 en explosion obtenue dans la raie $H_\alpha$ de l'hydrogène (négatif).

faible galaxie de $18^m$ coupée par une large bande sombre (il se peut qu'il y ait là deux galaxies).

La distance au Cygne-A est de 170 Mpc. L'intensité de son rayonnement radio est six fois supérieure à celle du flux optique, dont la moitié revient aux raies d'émission. Il existe également quelques dizaines d'autres radiogalaxies qu'on a identifiées à des objets optiques, le plus souvent à des galaxies elliptiques géantes (à magnitude photographique absolue de $-20^m$ ou $-21^m$).

La région d'où part le rayonnement radio est le plus souvent bien plus grande que la galaxie optique. Les radiosources semblent très souvent doubles, les maxima de leur brillance se situant de part et d'autre de la galaxie associée. Ceci traduit le fait que les radiosources sont constituées de deux nuages de particules rapides formés par un phénomène analogue à celui qui s'observe dans les galaxies qui explosent. Son énergie peut atteindre $10^{60}$ ergs, soit des dizaines de milliards de fois supérieure à celle d'une explosion de la supernova. Les particules qui émettent des ondes radio sont des électrons relativistes dont le mouvement est freiné par les champs magnétiques. Le freinage conduit, avec le temps, à une réduction de l'intensité du rayonnement. Cette réduction est particulièrement forte pour les grandes fréquences (ondes plus courtes). Le domaine du spectre où l'intensité décroît considérablement dépend de la durée de désexcitation des électrons, c'est-à-dire du temps écoulé depuis l'explosion. Il s'est avéré que l'âge de nombreuses radiosources atteint quelques millions d'années, tout au plus.

## § 174. Quasars

En 1963 quelques sources de rayonnement radio aux dimensions angulaires de 1″ ou encore plus faibles ont été identifiées aux objets stellaires dans la plage optique, entourés parfois d'un halo diffus ou de jets de matière. Plus de 200 objets de ce type ont été étudiés et ont été nommés *quasars* (radiosources quasi-stellaires).

Des mêmes objets optiques analogues mais de rayonnement radio moins intense ont été détectés en 1965 et ont reçu le nom de *quasals* ou, avec les quasars, objets quasi-stellaires.

Les quasars, de même que les noyaux actifs des galaxies, se caractérisent par un excès de rayonnement dans les plages infrarouges et X du spectre.

Dans les spectres des quasars, on observe des raies d'émission, typiques des nébuleuses diffuses, et parfois même des raies d'absorption par résonance.

Au début, l'identification de ces raies se compliquait par un déplacement très marqué vers le rouge: les raies disposées d'habitude dans la marge ultraviolette du spectre se retrouvaient souvent dans le domaine visible. Dans un cas la longueur d'onde a même

changé de trois fois par rapport à une onde normale! Bien qu'on admette que la cause du déplacement vers le rouge des raies spectrales des quasars est tout autre que dans les galaxies éloignées, il s'explique plutôt par les grandes vitesses de la fuite des quasars. Les distances établies d'après l'effet Doppler montrent que de tous les objets connus les quasars sont les plus éloignés. S'il en est réellement ainsi, ils permettront d'étudier les propriétés de la matière sur des distances fabuleuses supérieures à $10^9$ pc, ce qui correspond à des milliards d'années.

Le quasar 3C 273 le plus proche (le numéro est donné d'après le Troisième Catalogue de Cambridge), observé comme un objet de $13^m$, est éloigné de nous de 500 millions de pc. Les galaxies géantes seraient à cette distance plus faibles que $18^m$; par conséquent, l'intensité du rayonnement optique des quasars est des centaines de fois plus forte que celle des galaxies les plus brillantes. Le rayonnement optique puissant des quasars s'accompagne de l'émission d'une quantité énorme d'énergie dans la plage radio. Cette quantité d'énergie équivaut à peu près à celle des radiogalaxies, telles que Cygne-A. Jusqu'à présent, aucune observation optique n'a permis de mesurer directement le diamètre angulaire des quasars.

Il s'est avéré que la propriété la plus étonnante des quasars est la variabilité du rayonnement de certains d'entre eux, constatée d'abord dans la plage optique et puis dans celle des ondes radio. Les variations d'éclat sont irrégulières et durent un an, voire moins (jusqu'à une semaine ). On peut en conclure que les dimensions des quasars ne dépassent pas la distance parcourue par la lumière pendant la durée d'une variation importante de l'intensité (car autrement la variabilité serait inobservable) et sont à l'avance inférieures à une année lumière, c'est-à-dire à quelques dizaines de milliers d'unités astronomiques.

Les quasars ressemblent beaucoup aux noyaux galactiques actifs par leurs petites dimensions angulaires, la distribution de l'énergie dans le spectre, la variabilité des rayonnements optique et radio observée dans certains cas. Par quelques-uns de leurs traits ils rappellent les noyaux des galaxies de Seyfert : tout d'abord l'élargissement très fort des raies d'émission dans les spectres qui témoigne des vitesses de leur mouvement dépassant 3000 km/s. Certains quasars possèdent des nuages de matière éjectée, ce qui met en évidence le caractère des phénomènes qui s'y produisent et qui libèrent une énorme quantité d'énergie comparable au rayonnement radio des radiogalaxies. Des processus analogues ont probablement lieu dans les radiogalaxies puissantes du type Cygne-A et déclenchent les explosions des noyaux de certaines autres galaxies.

L'interprétation des propriétés exceptionnelles des quasars est liée aux grandes difficultés. En particulier, si ces objets sont en effet très éloignés, il faut découvrir les processus encore inconnus

qui conduisent à la libération de si grandes énergies. Pour contourner cette difficulté, on tente parfois de considérer les quasars comme des corps relativement proches et de rapporter les déplacements importants vers le rouge aux phénomènes étrangers à la fuite rapide. La plupart des savants supposent que les quasars sont d'immenses formations de plasma, dont les masses valent des milliards d'unités solaires, qui, par suite de leur contraction gravitationnelle, émettent de l'énergie et éjectent du gaz chaud.

## § 175. Distribution spatiale des galaxies

D'une façon générale les galaxies s'observent par petits groupes, dont chacun comprend une dizaine de membres, et forment souvent de larges amas de centaines et de milliers d'objets. Notre Galaxie fait partie de ce qu'on appelle Groupe Local qui comprend trois galaxies spirales géantes (notre Galaxie, la Nébuleuse d'Andromède et celle de la constellation du Triangle), ainsi qu'une quinzaine de galaxies naines elliptiques et irrégulières dont les plus grosses sont les Nuages de Magellan.

Les dimensions moyennes des groupes ou amas de galaxies sont d'environ 3 Mpc, leur diamètre pouvant dans certains cas dépasser 10-20 Mpc. On distingue les amas diffus (irréguliers) et sphériques (réguliers). La forme des amas diffus est irrégulière, leurs contours ne sont pas bien marqués. Dans ces amas, les galaxies se concentrent assez faiblement vers le centre. A titre d'exemple d'un amas diffus géant, on peut citer celui de la Vierge, le plus proche de nous (fig. 242). Dans le ciel, il couvre environ 120 degrés carrés et compte quelques milliers de galaxies, de préférence spiralées. La distance au centre de cet amas est d'environ 11 Mpc.

Les amas sphériques de galaxies sont plus compacts que les groupes diffus et possèdent une symétrie sphérique. Leurs membres se concentrent visiblement vers le centre. L'exemple d'un tel amas est donné par le groupe de la Chevelure de Bérénice qui compte un grand nombre de galaxies elliptiques et lenticulaires (fig. 243). Son diamètre constitue presque 12 degrés. Il compte près de 30 000 galaxies d'un éclat supérieur à la $19^e$ magnitude photographique. La distance à son centre est d'environ 70 Mpc.

Il y a des raisons de supposer que la répartition des amas de galaxies est elle aussi irrégulière. Suivant certaines recherches, les amas et les groupes de galaxies qui nous entourent forment un système grandiose, la *Métagalaxie*. Dans cette formation, les galaxies isolées se concentrent probablement vers un certain plan pouvant être appelé plan équatorial. L'amas de galaxies de la Vierge dont nous venons de parler se trouve au centre d'un système aussi géant. La masse de notre Métagalaxie doit constituer $10^{15}$ masses solaires, son diamètre étant de l'ordre de 50 Mpc.

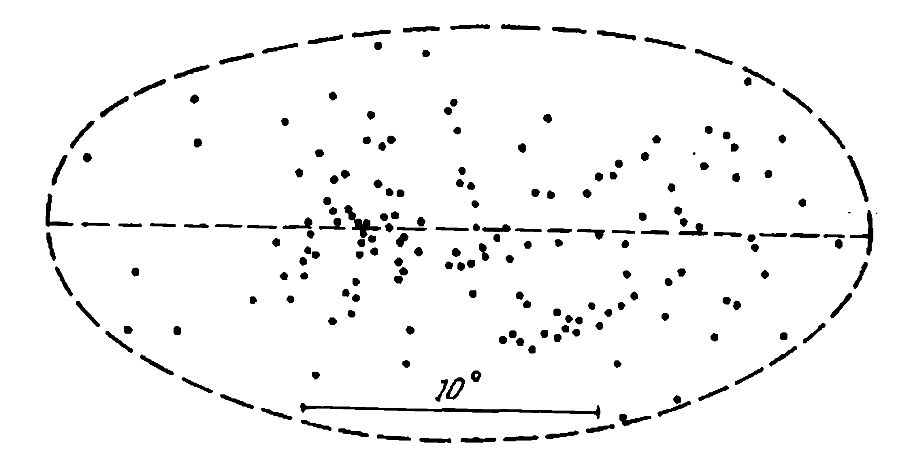



**Fig. 242.** Amas de galaxies de la Vierge.

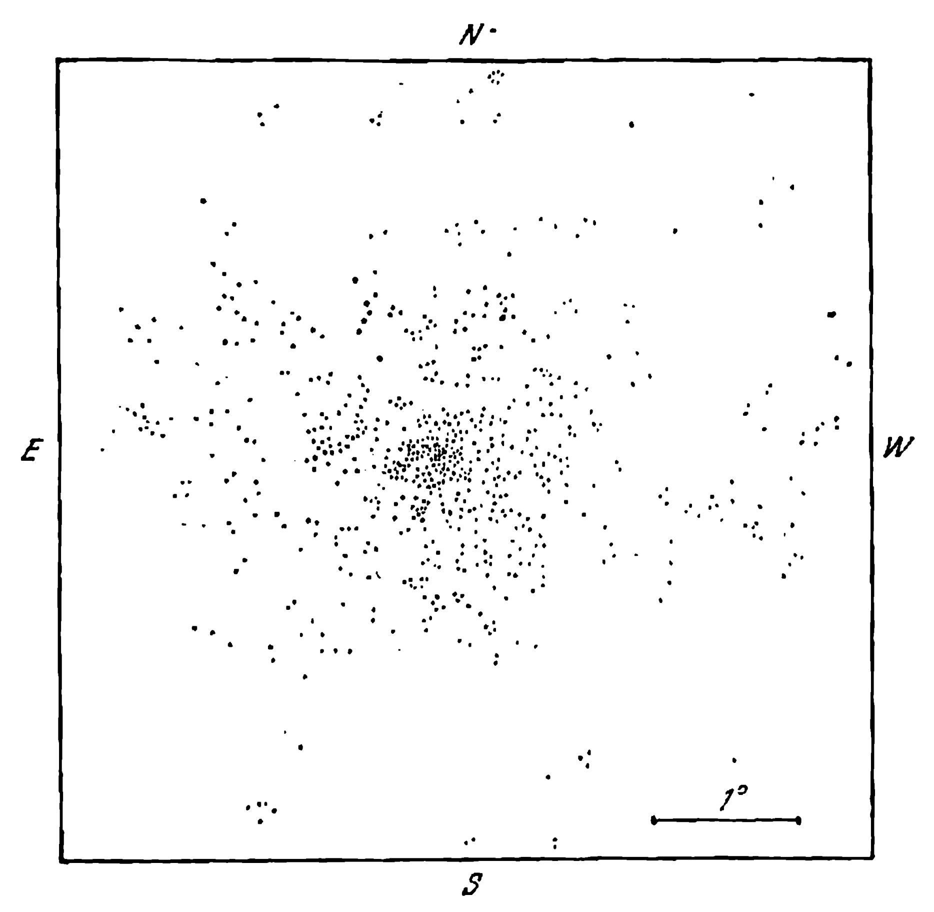



Fig. 243. Amas de galaxies de la Chevelure de Bérénice.

Cependant l'existence réelle de tels groupes de galaxies de deuxième ordre est pour le moment contestée. Leur existence n'est possible que sous forme d'une répartition hétérogène faiblement marquée des galaxies dans l'Univers, car les distances entre celles-ci peuvent être à peine supérieures à leurs dimensions.

## § 176. Notion de cosmologie

La cosmologie a pour objet l'étude des propriétés physiques de l'Univers dans son ensemble et, en particulier, la création d'une théorie qui, partant des observations astronomiques, renseignerait sur tous les domaines de l'espace qu'on appelle Métagalaxie.

Suivant la théorie de la relativité, la présence de grandes masses influe sur les propriétés de l'espace-temps. Les propriétés de l'espace euclidien qui nous est familier (par exemple, la somme des angles d'un triangle, les propriétés des lignes parallèles) varient dans le voisinage de grandes masses, ou, comme on est habitué à dire, l'espace devient « courbe ». Cette courbure de l'espace produite par des masses isolées (par des étoiles, par exemple) est très petite.

Ainsi, il faut s'attendre à ce que la courbure de l'espace provoque à proximité du Soleil le changement de la direction du rayon lumineux. Les mesures précises des positions des étoiles dans le voisinage du Soleil faites pendant les éclipses solaires totales permettent de déceler cet effet, bien qu'à la limite de la précision des mesures.

Cependant, l'action globale des masses (pourvues de la propriété gravitationnelle) de toutes les galaxies et supergalaxies peut donner lieu à une courbure déterminée de l'espace dans son ensemble, ce qui influencera d'une façon importante ses propriétés, et par là l'évolution de tout l'Univers.

La position même du problème de la détermination (d'après les lois de la théorie de la relativité) des propriétés de l'espace et du temps, la distribution des masses étant arbitraire, est très compliquée! C'est pourquoi on examine généralement certains schémas analogues qu'on appelle *modèles de l'Univers.*

Les modèles les plus simples sont fondés sur l'hypothèse que la distribution, à grande échelle, de la matière dans l'Univers est régulière (homogène) et que les propriétés de l'espace sont les mêmes dans toutes les directions (isotropie). Un tel espace doit posséder une certaine courbure et les modèles qui lui correspondent sont appelés *modèles homogènes isotropes de l'Univers.*

Les solutions des équations de gravitation d'Einstein pour le cas d'un modèle homogène isotrope montrent que les distances entre les hétérogénéités isolées, si on exclut leurs mouvements chaotiques particuliers (vitesses anomales), ne peuvent être constantes : l'Univers doit soit se contracter soit, conformément aux observations, se dilater. Si l'on néglige les vitesses anomales des galaxies, la

vitesse de la fuite réciproque de deux corps quelconques dans l'Univers est proportionnelle à la distance entre eux. Pour des distances relativement petites, cette relation est linéaire, la constante de Hubble servant de coefficient de proportionnalité. Il s'ensuit que la distance entre un couple de corps quelconques est fonction du temps. La forme de cette fonction dépend de la courbure de l'espace. Si la courbure est négative, l'« Univers » est en expansion continue. Dans le cas d'une courbure nulle qui correspond à l'espace d'Euclide, l'expansion est ralentie, sa vitesse tendant vers zéro. Enfin, l'expansion d'un « Univers » à courbure positive doit à une certaine époque faire place à la contraction. Dans ce dernier cas, en vertu de la géométrie non euclidienne, l'espace doit être fini, c'est-à-dire posséder, à tout moment, un certain volume fini, un nombre fini d'étoiles, de galaxies, etc. Toutefois, l'« Univers », naturellement, ne peut en aucun cas posséder de « frontières ».

Un modèle bidimensionnel d'un tel espace fermé à trois dimensions est la surface d'une sphère qui se dilate. Dans ce modèle, les galaxies sont représentées par des figures plates tracées sur la surface. L'extension de la sphère fait accroître sa surface ainsi que la distance entre les figures. Bien qu'une telle sphère puisse en principe avoir une extension sans limite, sa surface, à chaque moment donné, est finie. Toutefois, son espace bidimensionnel (surface) n'a pas de frontières.

Dans un modèle homogène isotrope, la courbure de l'espace dépend de la densité moyenne de la matière. Si la densité est inférieure à une certaine valeur critique, la courbure est négative et on est au premier cas. Le deuxième cas (courbure nulle) a lieu à la valeur critique de la densité. Enfin, lorsque la densité est plus grande que la valeur critique, la courbure est positive (troisième cas). Au cours de l'expansion, la valeur absolue de la courbure peut changer, mais son signe reste constant.

La valeur critique de la densité est exprimée par la constante $H$ de Hubble, et la constante de la gravitation $f$ de la façon suivante:

$$\rho_{cr} = \frac{3H^2}{8\pi f};$$

pour $H = 100$ km/s·Mpc, $\rho_{cr} = 2\cdot 10^{-29}$ g/cm³. En tenant compte de toutes les masses connues de la Métagalaxie, l'estimation de la densité moyenne donne environ $5\cdot 10^{-31}$ g/cm³, ce qui est à l'avance une limite inférieure, car on ne connaît pas encore la masse du milieu intergalactique invisible. C'est pourquoi cette estimation de la densité ne permet pas de décider du signe de la courbure de l'espace réel.

Une autre méthode de la sélection empirique du modèle le plus réel de l'Univers est en principe possible sur la base de la recherche des vitesses de la fuite des objets les plus éloignés (dont la lumière

a mis des centaines de millions et des milliards d'années pour venir à nous) et de la comparaison de ces vitesses avec les distances aux objets établies par d'autres méthodes. C'est ainsi qu'on applique les résultats des observations pour déterminer la variation de la vitesse d'expansion dans le temps. De nos jours, la précision des observations n'est pas encore suffisante pour qu'on puisse décider avec certitude du signe de la courbure de l'espace. La seule chose qu'on puisse en dire est que la courbure de l'espace est proche du zéro.

La constante de Hubble qui joue un rôle si important dans la théorie de l'Univers homogène isotrope a un sens physique curieux. Pour le comprendre, il faut prêter attention à ce que la valeur inverse $1/H$ est mesurée dans le temps et est égale à $1/H = 3 \cdot 10^{17}$ s ou à 10 milliards d'années. On comprend aisément que c'est justement l'intervalle de temps nécessaire à l'expansion de la Métagalaxie jusqu'à son état actuel sous la condition que la vitesse des objets dans le passé n'avait pas changé. La question de la constance de cette vitesse, de l'étape antérieure et ultérieure (par rapport à l'étape actuelle) de l'expansion de l'Univers, est encore peu étudiée.

Le fait qu'autrefois l'état de l'Univers était en effet très particulier est confirmé par le rayonnement radio cosmique découvert en 1965 et appelé relicte (c'est-à-dire résiduel). Il a un spectre thermique qui reproduit exactement la courbe de Planck pour la température d'environ 3 °K. [Notons que d'après la formule (7.32) le maximum d'un tel rayonnement concerne une longueur d'onde d'environ 1 mm voisine de la marge du spectre électromagnétique accessible à l'observation depuis la Terre.] Le trait caractéristique du rayonnement relicte est son intensité très faible, égale dans toutes les directions (*isotropie*). C'est précisément ce fait qui a permis de dégager un rayonnement aussi faible qu'on ne parvenait pas à associer à un objet ou à une région quelconque dans le ciel.

Le mot « relicte » a été attribué à ce rayonnement car il doit être considéré comme le reste du rayonnement de l'Univers à l'époque de sa grande densité, lorsqu'il était opaque à son propre rayonnement. Le calcul montre que cela devait se produire lorsque la densité était $\rho > 10^{-20}$ g/cm³ (concentration moyenne des atomes de l'ordre de $10^4$ cm$^{-3}$), c'est-à-dire des milliards de fois supérieure à sa valeur actuelle. Puisque la variation de la densité est inversement proportionnelle au cube du rayon, en posant que l'expansion de l'Univers était dans le passé la même que l'actuelle, on obtient que, à l'époque de l'opacité, toutes les distances dans l'Univers étaient 1000 fois plus petites. La longueur d'onde $\lambda$ diminue autant de fois. Par conséquent, les quanta, actuellement de longueur d'onde de 1 mm, avaient autrefois une longueur d'onde de 1$\mu$, ce qui correspond au maximum du rayonnement à la température d'environ 3000 °K.

Ainsi, l'existence d'un rayonnement relicte témoigne non seulement de la grande densité antérieure de l'Univers, mais de sa température élevée (modèle « chaud » de l'Univers).

La question de savoir si l'Univers se trouvait en des états encore plus denses s'accompagnant de températures bien plus élevées pourrait être élucidée sur la base d'une étude analogue à celle des neutrinos relictes. Pour ces particules l'Univers doit devenir opaque à des densités $\rho \approx 10^7$ g/cm$^3$, ce qui ne pouvait avoir lieu qu'à des étapes très précoces de son développement. De même que dans le cas du rayonnement relicte, lorsque l'Univers, par suite de son expansion, passe à un état de densité plus faible, les neutrinos cessent d'entrer en action avec la matière restante, comme s'ils s'en « détachaient », et ne subissent par la suite qu'un déplacement vers le rouge cosmologique dû à l'expansion. Il est malheureusement peu probable que de tels neutrinos, qui doivent actuellement posséder tout au plus une énergie de quelques dix-millièmes d'électron-volt, puissent être enregistrés dans un proche avenir.

La cosmologie permet en principe d'avoir une notion des lois les plus générales de la structure et du développement de l'Univers. En étudiant les lois de l'ensemble de l'Univers, nous concevons encore plus à fond les propriétés de la matière, de l'espace et du temps. Certaines d'entre elles, par exemple, celles de l'espace physique réel et du temps à grande échelle ne peuvent être étudiées que dans le cadre de la cosmologie. C'est pourquoi ses résultats sont d'une importance capitale tant pour l'astronomie et la physique où la cosmologie contribue à préciser les principes fondamentaux, que pour la philosophie à laquelle elle fournit d'abondantes données nécessaires à la généralisation des lois qui régissent le monde matériel.

CHAPITRE XIV

# ORIGINE ET ÉVOLUTION DES CORPS CÉLESTES

## § 177. Problèmes cosmogoniques

Les problèmes de l'origine et de l'évolution des corps célestes font l'objet d'une division particulière de l'astronomie appelée cosmogonie. Les problèmes cosmogoniques ont une grande importance pour le développement d'une conception du monde scientifique dans son ensemble. Il est donc évident que les astronomes ne sont pas les seuls à y porter de l'intérêt. En même temps, les problèmes cosmogoniques sont ceux qui en astronomie présentent le plus de difficultés. En effet, ce que nous observons à présent, c'est une photographie instantanée de l'Univers. Cette photographie permet de se faire une idée de l'Univers à l'heure actuelle, mais il est bien difficile d'en tirer des conclusions sur son passé et son avenir. Toutefois ces derniers temps on est parvenu à révéler bien des points sur l'origine et l'évolution des corps célestes. Pour résoudre les problèmes cosmogoniques on a eu recours à deux approches différentes. La première est strictement théorique : en partant des lois générales de la physique on détermine quelles étaient exactement les conditions dans le passé qui ont abouti à la formation du corps céleste aux caractéristiques qui lui sont propres actuellement, quelle est la voie qu'il a dû suivre dans son évolution. La deuxième approche est empirique : en comparant les caractéristiques des corps célestes à des étapes de développement différentes on établit l'ordre de succession de ces étapes. Cette deuxième approche n'est applicable, certes, qu'aux objets multiples tels les étoiles, les amas stellaires, les nébuleuses de gaz, les galaxies. Dans le cas d'un système planétaire la tâche est bien plus ardue : nous ne connaissons qu'un seul système de ce type, le Système solaire. La cosmogonie planétaire n'autorise donc que la première approche et la certitude de ses résultats est bien plus faible.

## § 178. Origine et évolution des étoiles

Maintenant on sait exactement que l'âge des étoiles et des amas stellaires s'échelonne d'une grandeur de l'ordre de $10^{10}$ ans pour les plus vieux (amas globulaires) jusqu'à $10^{6}$ ans pour les plus jeunes (amas ouverts et associations stellaires). Dans ce qui suit nous en parlerons avec plus de détails. De nombreux chercheurs suppo-

sent que les étoiles se forment à partir de la matière diffuse interstellaire. Cette hypothèse est favorisée par l'emplacement de jeunes étoiles dans l'espace : elles se concentrent dans les spirales des galaxies au même endroit où s'accumulent le gaz et la poussière interstellaires. Le milieu diffus est retenu dans les bras spiralés par le champ magnétique des galaxies. C'est un champ faible qui ne peut pas retenir les étoiles. C'est pourquoi les étoiles plus vieilles sont moins liées aux bras. Les étoiles jeunes forment souvent des complexes tels que le complexe d'Orion dont font partie quelques milliers d'objets. En plus d'étoiles, ces complexes contiennent beaucoup de gaz et de poussière. Le gaz dans ces complexes se dilate rapidement ce qui témoigne du fait qu'autrefois il constituait une masse plus dense.

Le processus de formation même des étoiles à partir de la matière diffuse reste pour le moment obscur. Si dans un certain volume de gaz et de poussière la masse de la matière diffuse dépasse pour quelques raisons une valeur critique définie, dans ce volume la matière commence à se comprimer sous l'action des forces d'attraction. Ce phénomène s'appelle condensation gravitationnelle. La valeur de la masse critique dépend de la densité, de la température et du poids moléculaire moyen. Les calculs montrent que les conditions nécessaires ne peuvent apparaître que dans des cas exceptionnels lorsque la densité de la matière diffuse devient assez grande. De telles conditions peuvent être dues à des fluctuations aléatoires, mais il n'est pas exclu que l'augmentation de la densité peut avoir lieu également sous l'effet de certains processus réguliers. Les régions les plus denses de la matière diffuse sont probablement les globules et les « trompes d'éléphant », formations compactes, sombres et opaques observées sur le fond des nébuleuses brillantes (fig. 244). Les globules ont la forme de taches rondes, les « trompes d'éléphant », de bandes étroites dispersées dans la matière claire. Les globules et les « trompes d'éléphant » sont les « ancêtres » les plus probables des étoiles bien qu'il n'y ait rien qui corrobore directement cette affirmation. Une confirmation indirecte peut être donnée par les nébuleuses cométaires. Ces nébuleuses ont la forme d'une queue de comète. La tête est constituée généralement par une étoile du type T Taureau, objet jeune à condensation. On est tenté de penser qu'une telle étoile se forme au sein d'une nébuleuse. Par ailleurs, la forme de la nébuleuse elle-même s'assimile à une « trompe d'éléphant ».

Dans le processus de la genèse stellaire bien de traits restent encore obscurs. Les chercheurs ne sont pas tous à admettre que les étoiles se forment à partir de la matière diffuse. L'astronome soviétique V. Ambartsoumian considère qu'elles ont à l'origine une expansion des corps denses de nature inconnue directement inobservables. Dans notre exposé nous allons nous en tenir à l'hypothèse générale-

ment admise de la formation des étoiles à partir de la matière diffuse.

Ainsi, supposons que les causes quelconques aient provoqué la formation d'un nuage de matière interstellaire de masse critique et



Fig. 244. Partie de la nébuleuse NGC 6611 à « trompe d'éléphant » et « globules ».

déclenché le processus de condensation gravitationnelle. Les particules de poussière et les molécules de gaz se concentrent au centre du nuage, l'énergie potentielle de la gravitation se transforme en énergie cinétique, et l'énergie cinétique, sous l'effet des collisions, en chaleur. Le nuage s'échauffe et la montée de la température

aboutit à renforcer son rayonnement. Le nuage se transforme en *proto-étoile* (stade initial du développement d'une étoile). L'observation de jeunes étoiles qui forment des groupes suggère qu'au début de la condensation gravitationnelle le nuage de matière interstellaire se fragmente en plusieurs parties pour produire simultanément plusieurs proto-étoiles.

Le flux total d'énergie émise par une proto-étoile vérifie, comme on peut le prouver, la loi commune masse-luminosité, mais ses dimensions sont bien plus grandes. C'est pourquoi la température de sa surface est nettement inférieure à celle d'une étoile ordinaire de même masse et sur le diagramme de Hertzsprung-Russel les proto-étoiles doivent reposer à droite de la série principale. A mesure que la contraction progresse, la température d'une proto-étoile augmente et l'étoile se déplace sur le diagramme de Hertzsprung-Russel d'abord en bas, puis à gauche presque parallèlement à l'axe des abscisses. Lorsque au sein d'une étoile la température atteint quelques millions de degrés, des réactions nucléaires s'amorcent. D'abord « brûle » le deutérium, puis le lithium, le beryllium et le bore. La contraction résultant du dégagement de l'énergie supplémentaire devient plus lente, sans s'arrêter pourtant du fait que ces éléments s'épuisent rapidement. Une augmentation plus poussée de la température amorce la réaction proton-proton (pour les étoiles à masse inférieure à 1,5 $\mathfrak{M}_{\odot}$) ou le cycle de carbone et d'azote pour les étoiles à masse plus grande. Ces réactions peuvent se pour-

*Tableau 16*

**Durée de la contraction gravitationnelle des étoiles et de leur présence dans la série principale**

| Classe spectrale | Masse | Rayon | Eclat | Temps, années | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | | Contraction gravitationnelle | Présence dans la série principale |
| B0 | 17 | 9,0 | 30 000 | $1,2\cdot10^5$ | $8\cdot10^6$ |
| B5 | 6,3 | 4,2 | 1 000 | $1,1\cdot10^6$ | $8\cdot10^7$ |
| A0 | 3,2 | 2,8 | 100 | $4,1\cdot10^6$ | $4\cdot10^8$ |
| A5 | 1,9 | 1,5 | 12 | $2,2\cdot10^7$ | $2\cdot10^9$ |
| F0 | 1,5 | 1,25 | 4,8 | $4,2\cdot10^7$ | $4\cdot10^9$ |
| F5 | 1,3 | 1,24 | 2,7 | $5,6\cdot10^7$ | $6\cdot10^9$ |
| G0 | 1,02 | 1,02 | 1,2 | $9,4\cdot10^7$ | $1,1\cdot10^{10}$ |
| (Soleil) | 1,00 | 1,00 | 1,0 | $1,1\cdot10^8$ | $1,3\cdot10^{10}$ |
| G5 | 0,91 | 0,92 | 0,72 | $1,5\cdot10^8$ | $1,7\cdot10^{10}$ |
| K0 | 0,74 | 0,74 | 0,35 | $2,3\cdot10^8$ | $2,8\cdot10^{10}$ |
| K5 | 0,54 | 0,54 | 0,10 | $6,0\cdot10^8$ | $7,0\cdot10^{10}$ |

suivre assez longtemps, la contraction cesse et la proto-étoile devient étoile ordinaire de la série principale. L'équilibre s'établit entre la pression à l'intérieur et l'attraction et l'étoile acquiert un état stable.

La contraction gravitationnelle se poursuit pendant un temps relativement petit qui dépend de la masse de la proto-étoile. Plus

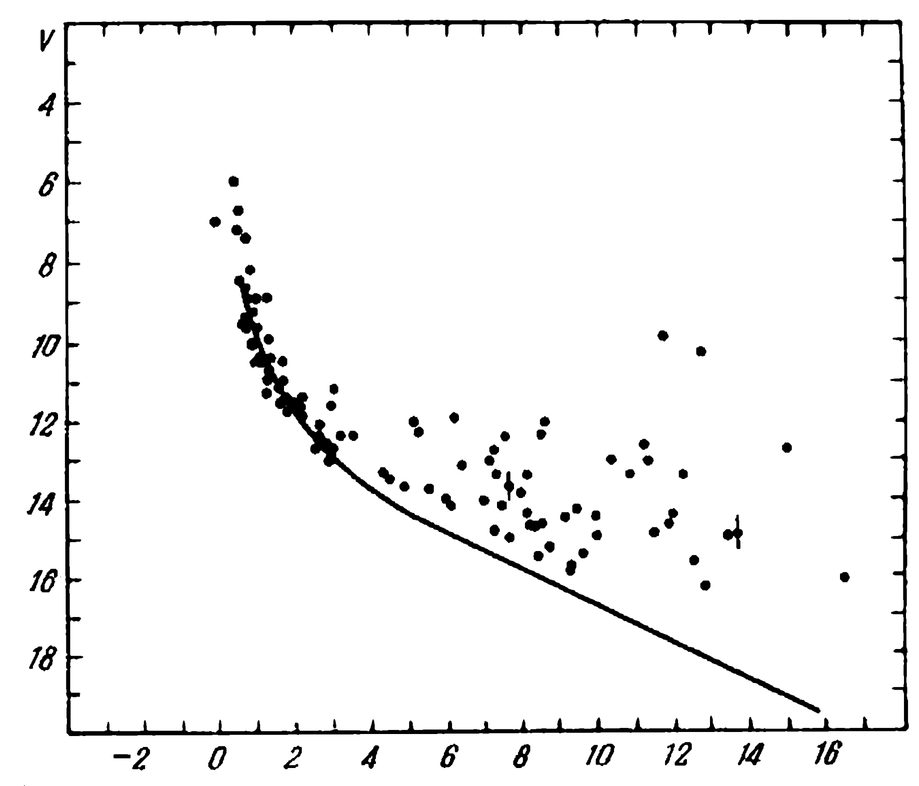



Fig. 245. Diagramme couleur-magnitude de l'amas galactique très jeune NGC 6530.

la masse est grande, plus le processus de contraction gravitationnelle est rapide. Les proto-étoiles de même masse que le Soleil se contractent en $10^8$ ans. La durée de la contraction gravitationnelle des étoiles des classes différentes est donnée dans le tableau 16.

La contraction étant un processus rapide, l'observation des étoiles à cette première étape est très difficile. On suppose que c'est le stade des variables irrégulières T Taureau. On connaît plusieurs amas ouverts composés d'étoiles des classes O et B et de variables T Taureau. La figure 245 représente le diagramme couleur-magnitude [1]) de l'amas NGC 6530. La ligne qui suit à peu près la diagonale matérialise la série principale. Les étoiles à indice de couleur

[1]) Le diagramme est donné dans le système des magnitudes B, V; V est la magnitude en rayons jaunes; B, la magnitude en rayons bleus; B — V, l'indice de couleur principal.

(B — V) > 0 sont essentiellement des variables T Taureau. Elles se situent à droite de la série principale, là où doivent se trouver les étoiles en contraction. Probablement les étoiles de l'amas NGC 6530 se sont formées il y a environ $10^7$ ans. Les objets plus massifs (étoiles O et B) des amas ont eu déjà le temps de se ranger dans la série principale, des étoiles moins massives se trouvent encore dans la phase de la condensation gravitationnelle. Les étoiles T Taureau n'ont pas encore atteint l'équilibre et c'est ce qui explique probablement les variations irrégulières typiques de leur éclat. Ces étoiles sont liées aux nébuleuses de poussière, vestiges des agglomérations primaires de la matière diffuse.

En se trouvant dans la série principale, sous l'effet des réactions thermonucléaires, les étoiles émettent longtemps de l'énergie sans subir presque de modifications extérieures : le rayon, la luminosité et la masse restent presque constants. La position de l'étoile dans la série principale est déterminée par sa masse. Au-dessous de la série principale du diagramme de Hertzsprung-Russel se trouve la série des sous-naines brillantes. Elles se distinguent des objets de la série principale par la composition chimique : leur teneur en éléments lourds est de quelques dizaines de fois plus faible. La cause de cette différence due au fait que les sous-naines appartiennent à la composante sphérique, sera expliquée plus loin.

Les réactions thermonucléaires au sein d'une étoile déterminent la transformation progressive de l'hydrogène en hélium, ou comme il est d'usage de dire, la « combustion » de l'hydrogène. La durée de la présence dans la série principale dépend de la vitesse des réactions thermonucléaires, et la vitesse des réactions, de la température. Plus la masse de l'étoile est grande, plus la température à l'intérieur doit être élevée pour que la pression du gaz puisse équilibrer le poids des couches surjacentes. C'est pourquoi les réactions nucléaires des étoiles plus massives sont plus rapides et la durée de leur présence dans la série principale est plus petite, car la consommation de l'énergie est plus rapide. Le tableau 16 donne la durée de la présence des étoiles dans la série principale calculée pour les classes spectrales différentes. Le tableau montre que les étoiles BO restent dans la série principale moins de $10^7$ ans, alors que pour le Soleil et les objets des classes plus avancées, cette présence dépasse $10^{10}$ ans.

Les réactions thermonucléaires ont lieu seulement dans la partie centrale de l'étoile. Dans ce domaine (noyau convectif) la matière se trouve constamment en état de brassage. A mesure que l'hydrogène « brûle », le rayon et la masse du noyau convectif diminuent. Les calculs montrent que dans le diagramme de Hertzsprung-Russel l'étoile se déplace dans ces conditions vers la droite. Les étoiles plus massives se déplacent plus vite ; il en résulte que l'extrémité supérieure de la série principale s'écarte progressivement à droite.

La figure 246 montre la modification de la série principale d'un groupe d'étoiles formées simultanément en fonction du temps.

Lorsque tout l'hydrogène du noyau se transforme en hélium, la deuxième étape de l'évolution (étape de la série principale) s'achève. Les transmutations de l'hydrogène en hélium ne se poursuivent qu'à la frontière extérieure du noyau. D'après les calculs, dans ces

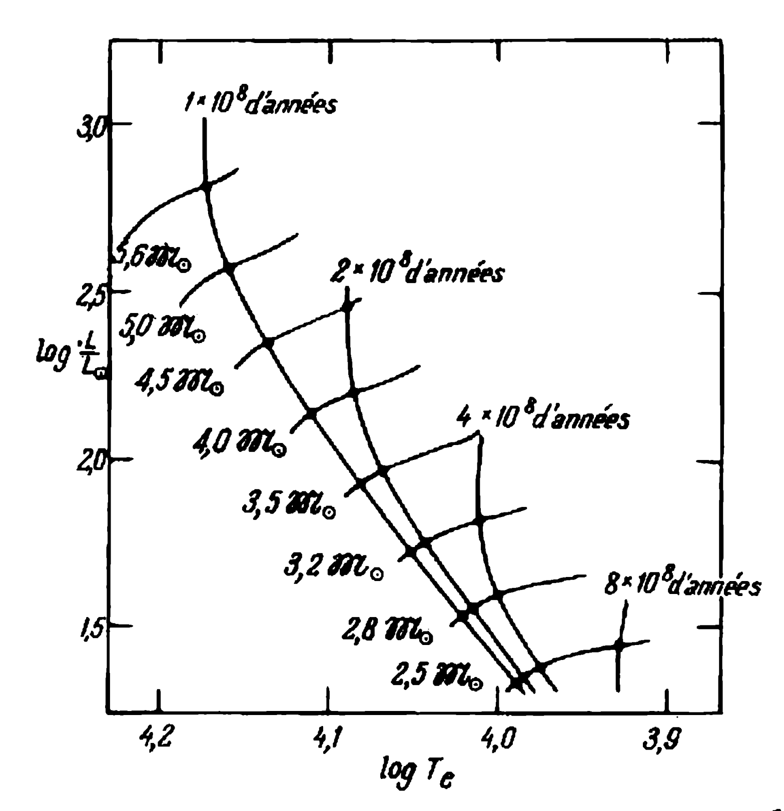



**Fig. 246. Changement de la série principale des étoiles de masses différentes en fonction du temps.**

conditions le noyau se comprime, la densité et la température de la partie centrale de l'étoile augmentent, la luminosité s'accroît de même que le rayon. L'étoile quitte la série principale pour devenir une géante rouge en entrant dans la troisième étape de son développement.

Tout ce dont nous avons parlé précédemment est tiré des travaux théoriques sur la structure interne des étoiles. Ces résultats peuvent être vérifiés en les confrontant avec les diagrammes de Hertzsprung-Russel des amas stellaires. On peut admettre que les étoiles d'un même amas se sont formées ensemble et ont le même âge, autrement il serait difficile d'expliquer l'existence même des amas. La figure 247 donne le diagramme couleur-luminosité de 11 amas. Deux d'entre eux, M 3 et M 92, sont des amas globulaires. Nous voyons que les séries principales de différents amas se dé-

placent à droite et en haut d'une façon différente. On comprend que l'amas est d'autant plus vieux que l'écart est plus grand. Ces diagrammes renseignent facilement sur l'amas qui s'est formé avant et qui s'est formé après, ainsi que sur leur âge approché. On peut utiliser à cet effet, par exemple, le tableau 16, en trouvant d'après le diagramme couleur-luminosité les types des étoiles qui ont quitté

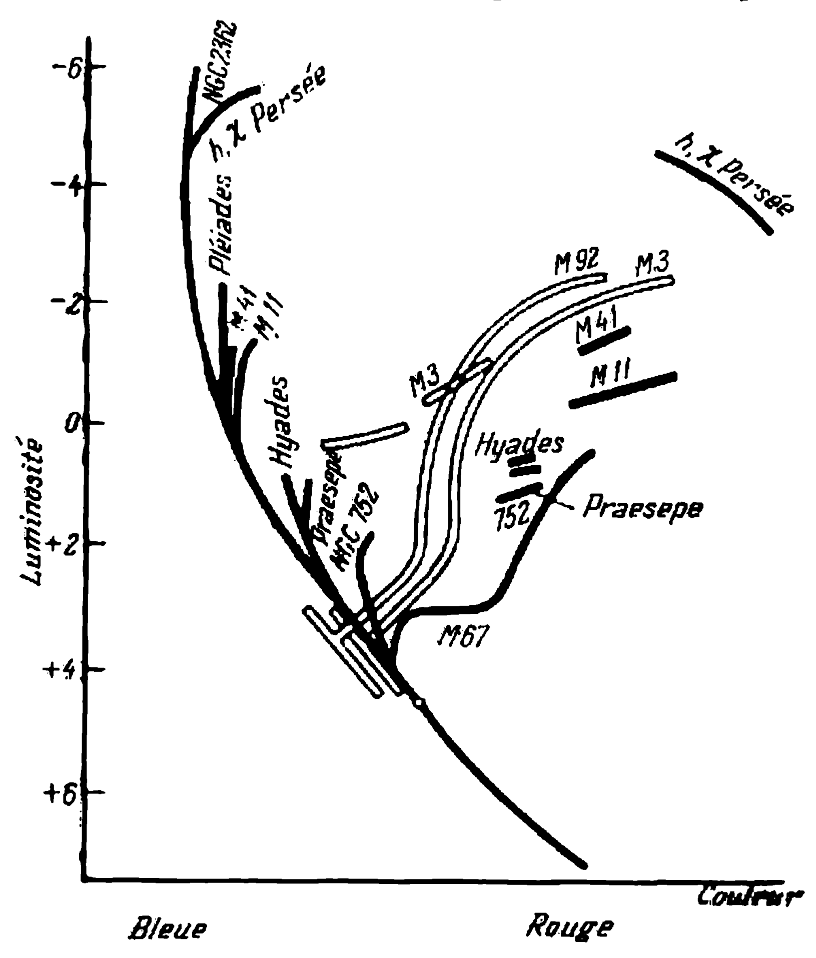



Fig. 247. **Diagramme général couleur-luminosité de 11 amas. Les diagrammes des amas galactiques sont montrés par des lignes noires, et des amas globulaires, par des lignes claires.**

la série principale. L'amas NGC 2362 est le plus jeune de tous, âgé de quelques dizaines de millions d'années. La série principale des amas globulaires ne fait que s'ébaucher. Sa partie supérieure est absente du fait que les étoiles correspondantes ont déjà vécu la deuxième étape de l'évolution, et sa partie inférieure, par suite de l'impossibilité d'observer les étoiles faibles (en réalité, probablement, la série principale se prolonge en bas). Par contre, dans les amas globulaires et les vieux amas ouverts, la branche des géantes rouges est bien marquée. Cela signifie que la plupart des étoiles observées de ces amas se trouve à la troisième étape de l'évolution.

Pour les étoiles des amas ouverts, la branche des géantes rouges se prolonge plus bas que pour les amas globulaires, et la série principale, au contraire, plus haut. Cela peut s'expliquer théoriquement par la teneur basse en éléments lourds des amas globulaires. En effet, d'après les observations, dans les étoiles du sous-système sphérique dont font partie les amas globulaires, le taux relatif des éléments lourds est plus faible que dans les étoiles du sous-système aplati. Ainsi les observations s'accordent d'une façon satisfaisante avec les idées théoriques sur l'évolution des étoiles, et les confirment. Ceci constitue également de par lui-même une confirmation empirique de la théorie de la structure interne des étoiles qui est à la base de ces idées.

On suppose qu'à l'étape de géante rouge (ou de supergéante) le noyau dense de l'étoile peut être pendant un certain temps le siège de la réaction qui transforme l'hélium en carbone. A cet effet, la température des parties centrales de l'étoile doit s'élever à $1{,}5 \cdot 10^8$ °K. Les calculs montrent que les étoiles de ce type doivent se situer sur le diagramme couleur-luminosité à gauche de la branche principale des géantes rouges. Sur le diagramme de l'amas M 3 (cf. fig. 247), une branche supplémentaire se ramifie à gauche de la série ordinaire des géantes rouges, formée probablement d'étoiles de ce type. Lorsque la réaction de l'hélium au sein du noyau et celle de l'hydrogène à sa frontière s'épuisent, la troisième étape de l'évolution, celle de la géante rouge, s'achève. L'enveloppe étendue de la géante se dilate et ses couches extérieures ne pouvant plus être maintenues par la force d'attraction commencent à quitter l'étoile. Elle perd de la matière et sa masse diminue. Les observations montrent qu'en effet, les géantes rouges et les supergéantes donnent réellement quelquefois lieu à l'évasion de la matière à partir de leur atmosphère. Dans ce cas la marche du processus est lente. Toutefois, dans certaines conditions pour le moment peu claires, l'étoile peut éjecter une partie importante de sa masse, et le processus aura alors le caractère d'une explosion, d'une catastrophe. Ce sont les explosions que nous observons dans les novae et les supernovae.

Probablement l'évasion lente de la matière à partir des géantes rouges produit des nébuleuses planétaires. Lorsque l'enveloppe étendue de la géante se dissipe, il ne reste que son noyau privé complètement d'hydrogène. Dans le cas des étoiles à masse ne dépassant pas 2 à 3 masses solaires, la matière du noyau est à l'état dégénéré, de même que dans les naines blanches. Il est donc vraisemblable que les naines blanches présentent la quatrième et dernière étape de l'évolution des étoiles de ce type, l'étape qui vient à la suite d'une géante rouge. En effet, les amas vieux comptent un certain nombre de naines blanches qui n'existent pas dans les amas jeunes. On sait que les réactions nucléaires n'ont pas lieu dans les naines

blanches. Le rayonnement de ces dernières est alimenté par l'énergie thermique accumulée dans le passé, ces étoiles se refroidissent progressivement en se transformant en naines « noires » inobservables. Les naines blanches sont des étoiles mourantes, des étoiles en voie de refroidissement. Les objets dont la masse est de quelques fois plus grande que celle du Soleil, ne peuvent déjà pas subir la phase d'une naine blanche parce que leur noyau d'hélium n'est pas à l'état dégénéré. On suppose que dans ce cas la troisième étape de l'évolution s'achève par la formation d'une étoile à neutrons et par l'explosion d'une supernova.

Ainsi, maintenant nous pouvons suivre *grosso modo* la génèse des étoiles depuis le nuage dense de gaz et de poussière vers la proto-étoile subissant la contraction, puis en passant par une étoile ordinaire de la série principale, vers la géante rouge et, enfin, vers la naine blanche. Il y a encore bien des points peu clairs dans ce tableau, bien des choses sont encore à préciser, mais dans ses gros traits il se présente comme bien fondé.

Dans ce qui précède nous avons étudié comment changent dans le processus de l'évolution des étoiles leur masse, rayon, luminosité et température, sans rien dire sur la caractéristique aussi importante qu'est la rotation. On sait que la rotation des étoiles des classes spectrales O, B, A est très rapide, leur vitesse équatoriale dépasse généralement 100 km/s. Les vitesses de rotation des étoiles de la classe F est en moyenne inférieure à 100 km/s, alors que les objets plus froids que ceux de la classe F tournent si lentement que le déplacement Doppler est trop faible pour qu'on puisse mesurer la vitesse de leur rotation. La limite supérieure du mouvement rotatif dans les classes G, K, M faisant partie de la série principale est de quelques dizaines de km/s, mais en fait cette rotation peut être beaucoup plus lente. Par exemple, pour le Soleil, étoile typique de la classe G, à l'équateur la vitesse n'est que d'environ 2 km/s.

Les observations des nébuleuses diffuses montrent que des caillots isolés de matière s'y déplacent l'un par rapport à l'autre à des vitesses de l'ordre de 1 km/s. C'est pourquoi l'instabilité gravitationnelle de la nébuleuse primaire qui donne naissance à l'étoile doit toujours posséder un certain moment de quantité du mouvement initial, résultant de l'instabilité gravitationnelle. Le calcul montre que si ce moment de la quantité du mouvement ne changeait pas, les étoiles ne pourraient pas se former, puisque la nébuleuse en se contractant augmenterait sa vitesse de rotation et exploserait bien avant la formation de l'étoile. Il est clair qu'il existe quelque processus par lequel la nébuleuse perd en moment de la quantité du mouvement. La nébuleuse en contraction est liée au milieu ambiant moins dense par un champ magnétique, et comme la ma-

tière interstellaire est « collée » aux lignes de force magnétiques [1]), la rotation de la nébuleuse en contraction est transmise au milieu ambiant et la nébuleuse perd en moment de la quantité du mouvement. Un examen détaillé de ce processus montre que la transmission du moment de la quantité du mouvement cesse lorsque la protoétoile devient suffisamment dense et la vitesse équatoriale de l'étoile définitivement condensée atteint quelques centaines de kilomètres par seconde indépendamment de sa masse. Pour des étoiles chaudes les observations donnent précisément une vitesse de rotation de cette valeur. Pour les étoites froides cette vitesse est beaucoup plus faible.

Ainsi, dans le Système solaire, la part du moment de la quantité du mouvement des planètes est de 98 % et celle du Soleil n'est que de 2 %. Si tout le moment de la quantité du mouvement revenait au Soleil, il tournerait à une vitesse équatoriale d'environ 100 km/s. Il est logique de conclure que la rotation lente des étoiles froides peut s'expliquer par la présence autour de ces objets de systèmes planétaires analogues à celui du Système solaire. S'il en est ainsi, le nombre de systèmes planétaires de la Galaxie est très grand.

## § 179. Evolution des galaxies

Le rapport entre la quantité générale de la matière stellaire et celle de la matière interstellaire dans la Galaxie varie en fonction du temps, puisque les étoiles qui se forment à partir de la matière diffuse interstellaire en fin de leur évolution ne restituent à l'espace qu'une partie de cette matière; une autre partie reste dans les naines blanches. Ainsi, dans la Galaxie la quantité de matière interstellaire doit diminuer en fonction du temps. Dans d'autres galaxies il doit en être de même. En se transformant au sein des étoiles, la matière de la Galaxie change progressivement sa composition chimique, s'enrichit en hélium et en éléments lourds. On suppose que la Galaxie s'est formée à partir d'un nuage de gaz composé essentiellement d'hydrogène. Il se peut même que ce nuage ne contenait aucun autre élément. S'il en était ainsi, l'hélium et les éléments lourds ont résulté alors des réactions thermonucléaires à l'intérieur des étoiles. Les éléments lourds commencent à se former à partir de la réaction à hélium triple « $3\alpha$ »:

$$3He^4 \rightarrow C^{12};$$

puis $C^{12}$ s'associe aux particules $\alpha$, protons et neutrons, les produits de ces réactions subissent des transmutations ultérieures et c'est ainsi qu'apparaissent des noyaux de plus en plus complexes. Pour-

[1]) Etant en partie ionisé, le gaz interstellaire ne peut se déplacer à travers les lignes de force magnétiques; c'est pourquoi dans son mouvement il entraîne le champ magnétique tout en étant freiné. Il en résulte que la matière interstellaire se trouve d'une certaine façon « collée » aux lignes de force.

tant la formation des noyaux lourds, tels que l'uranium et le thorium, ne peut pas s'expliquer par un accroissement progressif. Dans ce cas il aurait inévitablement fallu passer par l'étape des isotopes radioactifs instables qui se décomposeraient avant qu'ils aient le temps de capter le nucléon suivant. C'est pourquoi on suppose que les éléments lourds, ceux de la fin de la Classification de Mendéléev, se forment lors des explosions des supernovae. Ces explosions résultent d'une condensation rapide de l'étoile. Dans ces conditions, l'augmentation de la température de l'étoile est catastrophique, l'atmosphère en contraction est le siège des réactions thermonucléaires en chaîne et de la naissance des flux puissants de neutrons. L'intensité des flux de neutrons peut être si grande que les noyaux instables intermédiaires n'ont pas le temps de se désagréger. Avant que cela ait lieu, ils capturent de nouveaux neutrons et deviennent stables.

Comme nous l'avons déjà dit, la teneur en éléments lourds des étoiles de la composante sphérique est beaucoup plus petite que celle des objets du sous-système aplati. Ceci s'explique probablement par le fait que les étoiles de la composante sphérique se sont constituées à l'étape initiale du développement de la Galaxie, lorsque le gaz interstellaire était encore pauvre en éléments lourds. A l'époque, le gaz interstellaire formait un nuage presque sphérique dont la concentration augmentait vers le centre. Les étoiles de la composante sphérique qui ont apparu à cette époque ont gardé la même distribution.

Les collisions des nuages de gaz interstellaire diminuaient progressivement leur vitesse, l'énergie cinétique se transformait en énergie thermique et la forme générale du nuage ainsi que ses dimensions changeaient. Le calcul montre que dans le cas de rotation rapide, un tel nuage devait prendre la forme d'un disque aplati, ce qui est précisément le fait de la Galaxie. C'est pourquoi les étoiles qui se sont formées à des époques ultérieures constituent le soussysteme aplati. Vers l'époque où le gaz interstellaire a pris l'aspect d'un disque plat, il a subi une transformation au sein des étoiles. Sa teneur en éléments lourds a sensiblement augmenté et il en a résulté que dans les étoiles qui lui appartiennent les éléments lourds abondent également. Les étoiles de la composante aplatie sont souvent associées à la population II et celles de la composante sphérique, à la population I, pour souligner le fait que les étoiles de la composante aplatie se sont formées à partir de la matière qui a déjà fait partie de l'intérieur des étoiles.

Probablement l'évolution d'autres galaxies spirales suit une voie analogue. La forme des bras spiralés dans lesquels se concentre le gaz interstellaire est déterminée apparemment par la direction des lignes de force du champ magnétique général de la galaxie. L'élasticité du champ magnétique auquel est « collé » le gaz interstellaire

délimite l'aplatissement du disque de gaz. Si le gaz interstellaire ne subissait que la pesanteur, sa compression durerait infiniment. Dans ces conditions la grande densité ferait qu'il se condenserait rapidement en étoiles et pratiquement disparaîtrait. On a toutes les raisons de supposer que la vitesse de génération des étoiles est à peu près proportionnelle au carré de la densité du gaz interstellaire.

Si la rotation de la galaxie est lente, sous l'action de la pesanteur le gaz interstellaire s'accumule au centre. Il semble que dans de telles galaxies le champ magnétique est faible et s'oppose moins à la condensation du gaz interstellaire qu'il en est dans une galaxie animée d'une rotation rapide. La grande densité du gaz interstellaire dans la région centrale fait qu'en se transformant en étoiles, il se consomme très vite. Il s'ensuit que les galaxies à rotation lente doivent avoir à peu près une forme sphérique à densité brusquement accrue au centre. Nous savons que ce sont précisément les caractéristiques propres aux galaxies elliptiques. Probablement, ce qui distingue ces dernières des spirales, c'est la lenteur de leur rotation. Ce qui précède explique également pourquoi les galaxies elliptiques comptent peu d'étoiles de classes jeunes et peu de gaz interstellaire.

Ainsi, l'évolution des galaxies peut être suivie depuis l'étape d'un nuage de gaz d'une forme à peu près sphérique. Le nuage composé d'hydrogène n'est pas homogène. En se déplaçant, les caillots de gaz isolés entrent en collision, la perte d'énergie cinétique qui s'ensuit conduit à la condensation du nuage. Si sa rotation est rapide, il se forme une galaxie spirale, si elle est lente, apparaît une galaxie elliptique. Il est naturel de se demander pourquoi dans l'Univers la matière s'est disloquée en nuages devenus ensuite des galaxies, pourquoi nous observons la fuite de ces galaxies, sous quelle forme se trouvait la matière dans l'Univers avant la formation de ces dernières? Ces problèmes d'un intérêt capital sont à l'étude, mais il y a encore un long chemin à faire pour les résoudre, et nous n'allons pas nous y attarder ici.

## § 180. Genèse des planètes. Hypothèses de Kant, de Laplace et de Jeans

Au XVIII^e siècle les succès de la mécanique de Newton ont conduit à la domination de l'idée suivant laquelle l'Univers présentait un système de corps cosmiques invariable gouverné par des lois exactes de la nature. Ce système ne laissait pas de place pour l'arbitraire déifique, à l'exception de l'« acte de création ». On considérait que le mécanisme complexe de l'Univers a été lancé une fois pour toutes (« poussée initiale ») et il marchait ensuite de lui seul sans aucune variation. Les premières tentatives d'explorer

l'évolution des corps cosmiques a été entreprise par Buffon (1749) et Kant (1755). Kant a émis l'hypothèse que le Système solaire avait à l'origine un nuage de gaz et de poussière. Le centre de ce nuage a donné naissance au Soleil, ses parties périphériques, aux planètes. En gros cette image est correcte, mais à l'époque elle ne pouvait pas être étayée par l'étude des détails, du fait que la théorie atomique, la thermodynamique, la théorie cinétique, les renseignements sur l'abondance cosmique des éléments et de nombreuses autres données indispensables n'existaient pas encore.

En 1796 Laplace a rédigé un exposé de vulgarisation qui avançait l'idée suivant laquelle un grand rôle dans le processus de la formation des planètes pouvait être joué par la rotation de la nébuleuse. En effet, soit l'élément $m$ d'une nébuleuse sphérique soumis à la contraction, qui tourne à une vitesse angulaire sur une orbite de rayon $r$. Si le moment de la quantité du mouvement de cet élément

$$I = m\omega r^2$$

est constant, $\omega$ croît avec la contraction de la nébuleuse. Supposons que la masse totale de la nébuleuse est $\mathfrak{M}$. Alors l'élément $m$ subit l'action de la pesanteur

$$F_1 = f\frac{\mathfrak{M}m}{r^2}$$

et de la force centrifuge

$$F_2 = m\omega^2 r = \frac{I^2}{mr^3}.$$

Lors de la contraction, la force centrifuge croît plus vite que la pesanteur; lorsque ces forces deviennent égales, elles donnent lieu à ce qu'on appelle instabilité rotationnelle sous laquelle la nébuleuse s'aplatit en prenant la forme d'une lentille et la matière s'échappe de son équateur. La matière éjectée forme autour de la nébuleuse des anneaux aplatis qui ressemblent aux anneaux de Saturne. Laplace pensait que le gaz éjecté par la nébuleuse se condense ensuite en planètes. Les idées cosmogoniques actuelles ont repris à leur compte certains éléments des hypothèses de Kant et de Laplace (formation commune du Soleil et des planètes à partir d'une nébuleuse primitive, rôle de l'instabilité rotationnelle); nous nous en référons donc pas seulement à titre d'un intérêt historique.

Comme nous l'avons déjà dit, 98 % du moment de la quantité du mouvement appartient aux planètes et 2 % seulement au Soleil. Et si l'on rapporte le moment de la quantité du mouvement à l'unité de masse (cette grandeur s'appelle *moment angulaire spécifique*), la différence obtenue fait déjà non pas 50 mais 50 000 fois. Les hypothèses de Kant et de Laplace ne pouvaient pas l'expliquer. En effet, avant le début de la contraction de la nébuleuse primitive, les

conditions de tous les éléments sont les mêmes, ainsi que les vitesses angulaires. Au début du XX$^{e}$ siècle, l'astronome anglais Jeans a émis une autre hypothèse cosmogonique qui aurait contourné cette difficulté. Il a supposé que le Soleil, de même que les autres étoiles, s'est formé sans le système planétaire qui, lui, est apparu à la suite d'une catastrophe provoquée par une autre étoile passée tout près, si près qu'elle a arraché au Soleil un filament de matière. C'est la condensation de cette matière arrachée qui a conduit à la formation des planètes.

On peut montrer que la probabilité d'un accotoiment suffisamment proche de deux étoiles est très faible; pendant l'existence de la Galaxie il ne pourrait donner jour qu'à un très petit nombre de systèmes planétaires, voire seulement à notre Système solaire. Cette conclusion à elle seule rend incertaine l'hypothèse de Jeans, mais en toute rigueur cette objection ne peut pas être considérée comme définitive. Une étude plus rigoureuse de l'hypothèse de Jeans a permis de mettre en évidence d'autres arguments qui l'infirment sans aucune voie de retour. Le moment angulaire spécifique de la matière éjectée par le Soleil ne peut pas être plus grand que celui de l'étoile qui a provoqué la catastrophe. Le calcul montre que la formation du Système solaire impose aux deux étoiles une vitesse de rencontre de 5000 km/s, ce qui dépasse de beaucoup la vitesse parabolique de la Galaxie (300 km/s). Or, la Galaxie compte très peu d'étoiles aux vitesses supérieures à la vitesse parabolique.

L'analyse spectrale montre que la teneur du Soleil en lithium et en deutérium est bien inférieure à celle de la Terre. Le lithium et le deutérium « brûlent » dans les réactions thermonucléaires et si leur quantité dans les planètes est plus grande, cela signifie que la matière des planètes s'est séparée du Soleil bien avant l'amorce dans ce dernier des réactions nucléaires. Enfin, on a envisagé la question de la condensation des filaments de gaz arrachés au Soleil. La température du gaz dans un tel filament doit être élevée, de l'ordre de quelques centaines de milliers de degrés. A l'intérieur du Soleil la pression du gaz est équilibrée par le poids des couches surjacentes, et si le gaz porté à cette température est éjecté à l'extérieur, il se dissipe très vite, si seulement son refroidissement n'est pas encore plus rapide. On a calculé que quelques heures suffisent pour qu'un tel gaz se dissipe et quelques mois pour qu'il se refroidisse.

## § 181. Idées modernes sur l'origine et l'évolution du Système solaire

Nous avons remarqué à la fin du § 178 que la rotation lente des étoiles relativement froides s'explique probablement par l'existence des systèmes planétaires. Cela signifie que les étoiles et les systèmes planétaires se forment au cours d'un processus unique sous

l'effet de la condensation d'un nuage de gaz et de poussière interstellaires, comme l'ont supposé dans leurs hypothèses Kant et Laplace. Mais comment expliquer la différence aussi grande entre les moments de la quantité du mouvement du Soleil et des planètes? Quel est le mécanisme qui lors de la contraction d'une proto-étoile peut transmettre à la périphérie, cette région où se sont formées les planètes, une partie importante du moment de la quantité du mouvement? On peut montrer que ce transfert peut être réalisé par un champ magnétique. L'étude la plus poussée de ce processus est due à l'astrophysicien anglais Hoyle.

Nous avons déjà exposé la première partie de cette hypothèse au § 178, sans avoir indiqué, il est vrai, le nom de son auteur, où nous avions traité du mécanisme de transfert du moment de la quantité du mouvement d'une proto-étoile en rotation au milieu ambiant. Lorsque la densité d'une proto-étoile atteint une valeur suffisamment grande, l'échange cesse et par la suite le moment de la quantité du mouvement varie très peu. La contraction ultérieure de la proto-étoile entraîne l'augmentation de sa vitesse angulaire, ce qui amène l'instabilité gravitationnelle. Dans le cas d'un « protosoleil » l'instabilité gravitationnelle est apparue lorsque son rayon était environ égal au rayon de l'orbite de Mercure. C'est de ce moment que date l'évasion de la matière à partir de l'équateur et la formation du nuage proto-planétaire sous la forme d'un disque.

Supposons maintenant qu'un champ magnétique à dipôle est lié à la proto-étoile. La matière du nuage proto-planétaire est partiellement ionisée et c'est pourquoi il ne peut pas se déplacer librement à travers les lignes de force, et entraîne avec lui le champ lui-même. Il en résulte que lors de la formation d'un nuage proto-planétaire le champ à dipôle se déforme et acquiert la forme approchée matérialisée par la figure 248. La vitesse angulaire du disque étant plus faible que celle de la proto-étoile, les lignes de force s'enroulent en spirale. Dans ce processus elles freinent la rotation de la proto-étoile et accélèrent la rotation du disque. Lorsque le freinage de la proto-étoile devient important, l'instabilité rotationnelle disparaît, l'évasion de la matière cesse et le disque proto-planétaire se détache de la proto-étoile.

Les calculs montrent que suivant qu'il s'agit d'une étoile froide ou chaude, la marche de ce processus diffère par suite de l'existence dans les étoiles froides d'une zone convective sousjacente de la photosphère que ne possèdent pas les étoiles chaudes. Si l'atmosphère de la proto-étoile est le siège des mouvements de convection, les lignes de force magnétiques peuvent pénétrer profondément à l'intérieur et les spires du champ magnétique se situent essentiellement au sein de la proto-étoile. S'il n'y a pas de convection, les spires reposent à l'extérieur, dans le disque. Dans ces conditions l'accélération de la rotation du disque est trop rapide, et le disque se désa-

grège sans que la proto-étoile ait le temps de lui transférer une masse quelque peu importante. Le disque proto-planétaire n'a pas eu le temps de se former et ne peut pas s'accaparer une part importante du moment de la quantité du mouvement. Il en résulte que le système planétaire ne se forme pas et la rotation de l'étoile reste rapide.

Les systèmes planétaires des étoiles sont inobservables et nous ne savons pas si réellement c'est l'existence de tels systèmes qui

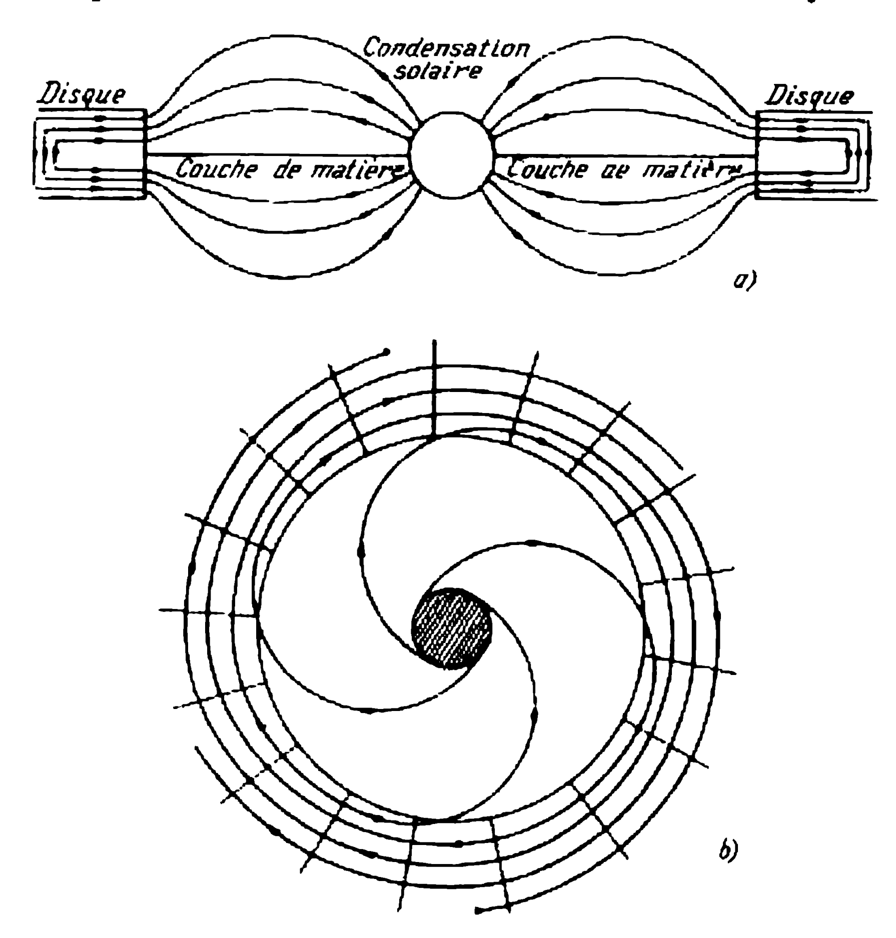



Fig. 248. Structure probable du champ magnétique d'une nébuleuse protoplanétaire:

a) vue schématique de profil de la condensation solaire et du bord intérieur du disque;
b) vue schématique du plan de la partie supérieure de la condensation. La partie inférieure est analogue, sauf les lignes de force qui sont d'une direction opposée.

est responsable de la rotation lente des étoiles froides. C'est pourquoi l'image ébauchée ci-dessus n'est qu'une hypothèse, une hypothèse bien fondée, vraisemblable, mais pour autant non prouvée. Le problème de la genèse d'un nuage protoplanétaire et du transfert à ce nuage du moment de la quantité du mouvement, c'est ce que la cosmologie planétaire étudie en premier lieu. Ensuite vient la question de la condensation des planètes à partir du nuage protoplanétaire.

On considérait longtemps que les planètes se sont formées à partir d'un gaz chaud; ce gaz se refroidissait progressivement, la matière passait à l'état liquide pour former ensuite une enveloppe solide. Initialement les proto-planètes (caillots de gaz qui se condensait pour donner jour aux planètes) contenaient en quantité l'hydrogène et l'hélium. Les planètes telluriques n'ont pas pu garder les gaz froids qui se sont dissipés.

Or, une analyse très poussée montre que l'hypothèse de la formation des planètes à partir des gaz chauds est en butte à plusieurs difficultés. Elle suppose que pour des causes quelconques, le nuage proto-planétaire doit se désagréger en proto-planètes isolées. On pense de plus que probablement le nuage proto-planétaire n'est pas homogène; là où la densité est maximale la matière commence à se condenser sous l'effet de la gravitation et ce processus aboutit à la formation des proto-planètes. Il s'avère pourtant que la masse hypothétique du nuage proto-planétaire (0,1 environ de la masse solaire) est trop faible pour provoquer l'instabilité gravitationnelle. En outre, l'étude de la dissipation des atmosphères a montré qu'elle est trop lente: la « proto-terre » n'aurait pas eu le temps de devenir notre globe terrestre.

Le savant soviétique O. I. Schmidt a émis l'hypothèse des planètes condensées à partir d'un nuage de gaz et de poussière relativement froid, point de vue partagé de nos jours par de nombreux chercheurs. Certaines observations témoignent directement du fait que les étoiles naissent dans des régions où la quantité de la poussière interstellaire est particulièrement grande (globules ou « trompes d'éléphant », nébuleuses de poussière associées aux étoiles T Taureau). Il est logique de s'attendre que le disque proto-planétaire doit contenir du gaz mais aussi de la poussière. On a montré que les collisions des particules solides dans un nuage proto-planétaire déterminent un échange entre elles du moment de la quantité du mouvement et de l'énergie. Ces conditions établissent une distribution des particules dans l'espace et en fonction des vitesses telle qu'elle réduit au minimum la probabilité des collisions. Cet état correspond au mouvement dans un plan suivant des orbites circulaires. Le calcul montre que la poussière s'agglomère alors en un disque dont l'épaisseur doit être égale à $10^{-3}$ ou $10^{-4}$ de son rayon.

Un tel disque de poussière est opaque au rayonnement solaire, de toute façon ce rayonnement ne peut atteindre la périphérie du disque. Quel sera alors le comportement de la composante de gaz du nuage proto-planétaire? Près du Soleil le gaz est échauffé par le rayonnement solaire; la dissipation thermique fait qu'il s'échappe progressivement dans l'espace interstellaire. Au sein du disque de poussière lui-même la température est basse et la dissipation est ralentie. C'est ce qui explique la différence de composition chimique entre les planètes joviennes et telluriques: à la périphérie la dissi-

pation a été plus lente et les gaz légers se sont conservés ; à l'intérieur du disque, la dissipation a été plus rapide et les gaz légers se sont évadés.

Les particules subissant des perturbations réciproques, leurs orbites n'ont pas pu épouser une forme exactement circulaire. Les petites différences d'excentricité et d'inclinaison orbitales conditionnaient des collisions des particules entre elles, les particules plus grosses accaparant de la poussière menue. On peut montrer que dans un tel processus les particules plus grosses augmentent plus vite que les petites particules, et la matière de la poussière se condense en des corps de plus en plus gros. Finalement il reste quelques corps parmi les plus grands qui, au fond, sont des planètes.

Ce tableau explique pourquoi les orbites des planètes s'apparentent à la forme circulaire et se situent dans le même plan, pourquoi les planètes joviennes se distinguent des planètes telluriques. Sous des hypothèses définies sur la distribution du moment de la quantité du mouvement dans un disque, l'exploration statistique du processus de la croissance des germes planétaires conduit à la loi qui vérifie presque exactement les distances planétaires.

Des calculs quantitatifs montrent que pour atteindre la masse actuelle, la Terre a mis $2 \cdot 10^8$ ans. Vers la fin de cette période, la température au centre de la Terre est devenue égale à 1000 °K, alors que sa surface restait froide. Puis la planète a subi l'échauffement produit par les éléments radio-actifs. Par la suite la température s'élevait toujours pour déclencher la fusion à l'intérieur de la Terre et la différenciation de sa composition chimique. La majorité des éléments lourds se sont concentrés au centre, les éléments plus légers ont été extrués en haut pour former le manteau et la croûte.

Les données de la géochimie confirment que réellement la Terre était froide au début, l'échauffement et la différenciation des éléments se rapportant à des étapes ultérieures de son évolution.

Otto Schmidt supposait que le nuage proto-planétaire est apparu par suite de la capture par le Soleil d'une nébuleuse de poussière. Si cette capture est non centrale, la nébuleuse capturée doit se mettre en rotation et son moment de la quantité du mouvement peut être très grand. L'hypothèse de la capture a été émise par Schmidt précisément pour expliquer la grande part des planètes en moment de la quantité du mouvement. Nous avons vu dans ce qui précède que cela peut s'expliquer également par la formation commune du Soleil et du nuage proto-planétaire et que de nombreuses données témoignent précisément en faveur de la formation commune des étoiles et des systèmes planétaires. Le point capital de l'hypothèse de Schmidt, c'est l'idée de la genèse des planètes à partir des particules froides ; pour ce qui est de sa partie qui traite de la formation d'un nuage proto-planétaire par capture, probablement elle a perdu toute son actualité. L'hypothèse de Schmidt a été élaborée au début

des années 1940, à l'époque où peu de savants encore comprenaient le rôle des processus électromagnétiques dans l'Univers (tels que l'entraînement du gaz ionisé par les champs magnétiques), et c'est pourquoi il semblait nécessaire de chercher l'explication dans un processus de capture mécanique. Or, deux corps (étoile et nébuleuse, par exemple) ne peuvent pas former un système unique lié par la force d'attraction newtonienne s'ils se trouvaient initialement à une très grande distance : ils passeront l'un près de l'autre à la vitesse parabolique et s'éloigneront l'un de l'autre pour toujours. La capture ne peut avoir lieu que dans des cas particuliers, en présence d'un troisième corps, un tel événement étant fort peu probable.

L'histoire et l'évolution des hypothèses cosmogoniques enseignent que celles d'entre elles qui ont traité de la formation des systèmes planétaires comme d'un événement exceptionnel ont inévitablement subi un échec. Il est difficile d'admettre que notre Système solaire est presque unique dans la Galaxie et que l'homme est le support unique de la raison dans l'Univers. Cette idée conduit à la conception idéaliste de l'anthropocentrisme.

L'astronomie actuelle fournit des arguments fort sérieux à l'appui de l'existence des systèmes planétaires autour de nombreuses étoiles, du caractère typique de ces systèmes qui ne doivent avoir rien d'exceptionnel.

Les planètes elles-mêmes sont-elles habitées, et si c'est oui, la vie, la raison, sont-ells des phénomènes fréquents dans l'Univers? Il est très difficile de tomber sur une question aussi passionnante, mais jusqu'à des temps récents il n'y avait que les écrivains de science-fiction qui se penchaient sur ce problème. Ces dernières années il a commencé à occuper les esprits scientifiques et la recherche des contacts avec des civilisations extraterrestres s'est engagée dans la voie empirique.

# ANNEXES

**Eléments des orbites planétaires**

| Planète | Demi-grand axe de l'orbite | | Durée de révolution sidérale | | Durée de révolution synodique, jours |
|---|---|---|---|---|---|
| | u. a. | $10^6$ km | années tropiques | jours | |
| Mercure | 0,387099 | 57,91 | 0,24085 | 87,969 | 115,88 |
| Vénus | 0,723332 | 108,21 | 0,61521 | 224,700 | 583,92 |
| Terre | 1,000000 | 149,60 | 1,00004 | 365,257 | |
| Mars | 1,52369 | 227,94 | 1,88089 | 686,980 | 779,94 |
| Jupiter | 5,2028 | 778,34 | 11,86223 | 4332,587 | 398,88 |
| Saturne | 9,540 | 1427,2 | 29,45772 | 10759,21 | 378,09 |
| Uranus | 19,18 | 2869,3 | 84,013 | 30685 | 369,66 |
| Néptune | 30,07 | 4498,5 | 164,79 | 60188 | 367,49 |
| Pluton | 39,44 | 5900 | 248,4 | 90700 | 366,74 |

| Planète | Mouvement diurne moyen | Excentricité de l'orbite 1) | Inclinaison sur l'écliptique | Longitude 1) | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | | nœud ascendant | périgée |
| Mercure | 14732",4197 | 0,206625 | 7°0'13",8 | 47°44'16" | 76°40'32" |
| Vénus | 5767,6698 | 0,006793 | 3 23 39,3 | 76 14 11 | 130 51 20 |
| Terre | 3548,1928 | 0,016729 | | | 102 04 41 |
| Mars | 1886,5183 | 0,093357 | 1 51 00,0 | 49 10 25 | 335 58 19 |
| Jupiter | 299,1283 | 0,048417 | 1 18 21,2 | 99 56 55 | 13 31 33 |
| Saturne | 120,4547 | 0,055720 | 2 29 26,1 | 113 13 37 | 92 04 39 |
| Uranus | 42,231 | 0,0471 | 0 46 22,0 | 73 43 36 | 169 51 |
| Néptune | 21,534 | 0,0087 | 1 46 28,1 | 131 13 51 | 44 10 |
| Pluton | 14,29 | 0,247 | 17 08 24 | 109 38 02 | 223 30 |

1) Pour l'époque 1950,0.

## Caractéristiques physiques des planètes

| Planète | Rayon équatorial | | Aplatissement près des pôles | Masse | | Densité, g/cm³ | Accélération gravitationnelle à l'équateur, cm/s² | Vitesse parabolique, km/s | Durée de rotation sidérale équatoriale | Inclinaison de l'équateur sur le plan de l'orbite | Albedo visuel sphérique | Magnitude visuelle *** |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | km | rayons de la Terre | | en masses terrestres | $10^{27}$ g | | | | | | | |
| Mercure | 2 437 | 0,382 | 0,0 | 0,055 | 0,330 | 5,5 | 372 | 4,3 | $58^{j},65$ | 7° | 0,06 | $-0^{m},2$ |
| Vénus | 6 050 | 0,950 | 0,0 | 0,816 | 4,87 | 5,2 | 887 | 10,4 | $243^{j},2$ ** | 3°24′ | 0,76 | −4,1 |
| Terre | 6 378 | 1,000 | 0,0034 | 1,000 | 5,98 | 5,5 | 981 | 11,2 | $23^{h}56^{mn}4^{s},1$ | 23°27′ | 0,36 | |
| Mars | 3 394 | 0,531 | 0,0052 | 0,107 | 0,64 | 3,9 | 376 | 5,0 | $24^{h}37^{mn}22^{s},6$ | 24°56° | 0,16 | −1,9 |
| Jupiter | 71 400 | 11,2 | 0,062 | 318 | 1900 | 1,3 | 2500 | 61 | $9^{h}50^{mn},5$ | 3°07′ | 0,73 | −2,4 |
| Saturne | 60 400 | 9,5 | 0,103 | 95,1 | 568 | 0,7 | 1100 | 36 | $10^{h}14^{mn}$ | 26°45′ | 0,76 | +0,8 |
| Uranus | 24 800 | 3,9 | 0,06 | 14,6 | 87 | 1,6 | 950 | 22 | $10^{h}49^{mn}$ ** | 82° | 0,93 | +5,8 |
| Neptune | 25 050 | 3,9 | 0,02 | 17,2 | 103 | 1,7 | 1150 | 24 | $15^{h},8\pm1$ | 29° | 0,84 | +7,6 |
| Pluton | $<2\,900$ | 0,45 | — | 0,9 * | 5,5 * | — | — | — | $6^{j},4$ | — | $>0,14$ | +14,7 |

* Données non précises.
** Rotation rétrograde.
*** Mercure et Vénus en quadrature, les autres planètes en opposition moyenne.

## Satellites des planètes

| Planète | Satellite | Distance moyenne du centre de la planète, $10^3$km | Durée de révolution sidérale, jours | Durée de révolution synodique | Inclinaison de l'orbite | Excentricité de l'orbite | Rayon du satellite, km | Masse: (masse de la planète) : (masse du satellite) | Masse: $10^{24}$g | Magnitude visuelle en opposition moyenne |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Terre | Lune | 384,4 | 27,321661 | 29j12h44mn02s,8 | 5° 1E | 0,0549 | 1738 | 81,3 | 73,4 | —12m,7 |
| Mars | 1. Phobos | 9,4 | 0,318910 | 07 39 26 ,65 | 1,8P | 0,019 | 14 | | | +11,5 |
| | 2. Deimos | 43,5 | 1,262441 | 1 06 21 15 ,68 | 1,4P | 0,003 | 8 | | | 12,5 |
| Jupiter | 1. Io | 421,8 | 1,769138 | 1 18 28 35 ,95 | 0P | Petite | 1660 | 24 000 | 79 | 5,5 |
| | 2. Europe | 671,4 | 3,551181 | 3 13 17 53 ,74 | 0P | et va- | 1440 | 39 800 | 47,8 | 5,7 |
| | 3. Ganymède | 1071 | 7,154553 | 7 03 59 35 ,86 | 0P | riable | 2470 | 12 400 | 153 | 5,1 |
| | 4. Callisto | 1884 | 16,689018 | 16 18 05 06 ,92 | 0P | | 2340 | 21 000 | 90 | 6,3 |
| | 5. Amalthé | 181 | 0,498179 | 11 57 27 ,6 | 0P | 0,003 | 80 | | | 13,0 |
| | 6. | 11 500 | 250,62 | 260 ,0 | 28,5B | 0,155 | 60 | | | 13,7 |
| | 7. | 11 750 | 259,8 | 276 ,10 | 28,0B | 0,207 | 20 | | | 16,2 |
| | 8. | 23 500 | 738,9 | 631 ,05 | R33B | 0,38 | 20 | | | 16,2 |
| | 9. | 23 700 | 755 | 626 | R24B | 0,25 | 11 | | | 17,7 |
| | 10. | 11 750 | 260 | 276 | 28,3B | 0,140 | 10 | | | 17,9 |
| | 11. | 22 500 | 696 | 599 | R16,6B | 0,207 | 12 | | | 17,5 |
| | 12. | 21 000 | 625 | 546 | R | 0,13 | 10 | | | 18,1 |
| Saturne | 1. Mimas | 185,7 | 0,942422 | 22 37 12 ,4 | 1,5P | 0,0196 | 260 | 15 000 000 | 0,038 | 12,1 |
| | 2. Encelade | 238,2 | 1,370218 | 1 08 53 21 ,9 | 0,0P | 0,0045 | 300 | 8 000 000 | 0,07 | 11,7 |
| | 3. Téthys | 294,8 | 1,887802 | 1 21 18 54 ,8 | 1,1P | 0,0000 | 600 | 870 000 | 0,65 | +10,6 |

| Planète | Satellite | Distance moyenne du centre de la planète, $10^3$km | Durée de révolution sidérale, jours | Durée de révolution synodique | Inclinaison de l'orbite | Excentricité de l'orbite | Rayon du satellite, km | Masse (masse de la planète) : (masse du satellite) | Masse $10^{24}$g | Magnitude visuelle en opposition moyenne |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Saturne | 4. Dioné | 377,7 | 2,736916 | $2^j17^h42^{mn}09^s,7$ | 0,0P | 0,0021 | 650 | 555 000 | 1,03 | $+10^m,7$ |
| | 5. Rhéa | 527,5 | 4,517503 | 4 12 27 56 ,2 | 0,3P | 0,0009 | 900 | 250 000 | 2,3 | 10,0 |
| | 6. Titan | 1 223 | 15,945452 | 15 23 15 25 | 0,3P | 0,0289 | 2500 | 4 150 | 137 | 8,3 |
| | 7. Hypérion | 1 484 | 21,276665 | 21 07 39 06 | 0,6P | 0,110 | 200 | 5 000 000 | 0,11 | 14 |
| | 8. Japet | 3 563 | 79,33082 | 79 22 04 56 | 14,7P | 0,029 | 600 | 100 000 | 5 | 11 |
| | 9. Phœbé | 12 950 | 550,45 | 536 16 | R30P | 0,166 | 150 | | | 14,5 |
| | 10. Thémis | 157,5 | 0,749 | | | | 300 | | | 14 |
| Uranus | 1. Ariel | 191,8 | 2,52038 | $2^j12^h29^{mn}40^s$ | 0P | 0,007 | 300 | | | 15,5 |
| | 2. Umbriel | 267,3 | 4,14418 | 4 03 28 25 | 0P | 0,008 | 200 | | | 16,0 |
| | 3. Titania | 438,7 | 8,70588 | 8 17 00 | 0P | 0,023 | 500 | | | 14,0 |
| | 4. Obéron | 586,6 | 13,46326 | 13 11 15 36 | 0P | 0,010 | 400 | | | 14,2 |
| | 5. Miranda | 130,1 | 1,414 | | | | | | | 17 |
| Néptune | 1. Triton | 353,6 | 5,87683 | 5 21 03 27 | R20P | 0,000 | 2000 | 700 | 150 | 13,6 |
| | 2. Néréide | 6 000 ? | 500 | | | 0,7 | 150 | 3 000 000 | 0,05 | +19,5 |

E, sur le plan de l'écliptique.
P, sur le plan de l'équateur de la planète.
B, sur le plan de l'orbite de la planète.
R, rotation rétrograde par rapport au plan équatorial de la planète (satellites de l'Uranus ont un mouvement rétrograde par rapport au plan de l'écliptique).

# BIBLIOGRAPHIE


## Manuels et ouvrages didactiques

Попов П. И., Воронцов-Вельяминов Б. А., Куницкий Р. В., *Астрономия* (*Astronomie*), изд. 5-е, « Просвещение », 1966.

Struve O., Lynds B., Pillans H.,— Astronomie, 3 verb. Aufl., Berlin, de Gruyter, 1967.

Дагаев М. М., *Лабораторный практикум по курсу общей астрономии* (*Pratique de laboratoire du cours d'astronomie générale*), « Высшая школа », 1972.

Воронцов-Вельяминов Б. А., *Сборник задач и практических упражнений по астрономии* (*Recueil de problèmes et d'exercices d'astronomie*), изд. 6-е, « Наука » 1974.

*Астрономический календарь* (*Annuaire astronomique*). Постоянная часть, изд. 6-е, « Наука », 1974.

*Астрономический календарь* (*Annuaire astronomique*). Переменная часть, издается ежегодно.

## Chapitres I et III

Куликов К. А., *Курс сферической астрономии* (*Cours d'astronomie sphérique*), изд. 2-е, « Наука », 1969.

## Chapitre II

Рябов Ю. А., *Движения небесных тел* (*Mouvements des corps célestes*), изд. 2-е, Физматгиз, 1962.

## Chapitre VI

Бакулин П. И., Блинов Н. С., *Служба точного времени* (*Service de l'heure*), « Наука », 1968.

Блажко С. Н., *Курс практической астрономии* (*Cours d'astronomie pratique*) изд. 3-е, Гостехиздат, 1951.

## Chapitre VIII

Dimitroff G. et Baker J., *Telescopes and accessories. Philadelphia*, *The Blakiston co.* 1945.

Каплан С. А., *Элементарная радиоастрономия* (*Radioastronomie élémentaire*), « Наука », 1968.

Мельников О. А., Слюсарев Г. Г., Марков А. В., Купревич Н. Ф., *Современный телескоп* (*Le télescope moderne*), « Наука », 1968.

### Chapitre IX

Пикельнер С. Б., *Солнце* (*Le Soleil*), Физматгиз, 1961.
Menzel D. H., *Our Sun.* Rev. ed. Cambridge, Harvard univ. press, 1959.

### Chapitre X

Whipple F. L., *Earth, moon and planets.* Rev. ed. Cambridge (Mass.), Harvard univ. press. 1963.
Kopal Z., *The moon.* Our nearest celestial neighour. London, Chapman and Hall., 1960.
Мартынов Д. Я., *Планеты, решенные и нерешенные проблемы* (*Planètes : problèmes résolus et non résolus*), « Наука », 1970.
Wood J., *Meteorites and the origin of planets.* New-York, Mc Graw. Hill., 1968.

### Chapitre XI

Каплан С. А., *Физика звезд* (*Physique des étoiles*), изд. 2-е, « Наука », 1970.

### Chapitres XII, XIII, XIV

Агекян Т. А., *Звездная вселенная* (*Univers stellaire*), Гостехиздат, 1955.
Агекян Т. А., *Звезды галактики, Метагалактика* (*Etoiles, galaxies, Métagalaxie*), « Наука », 1966.
Chklovski I. S., *Univers, vie, raison.* Editions de la Paix, Moscou.
Левин Б. Ю., *Происхождение Земли и планет* (*Origine de la Terre et des planètes*), изд. 4-е, « Наука », 1964.

## INDEX ALPHABÉTIQUE DES MATIÈRES

